

SÉRIE A, N° 856

N° D'ORDRE : 1656

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. PAUTHENIER

AGRÉGÉ PRÉPARATEUR DE PHYSIQUE A L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

1^{re} THÈSE. — SUR UNE MÉTHODE NOUVELLE DE CHARGES INSTANTANÉES ET SON APPLICATION AU PROBLÈME DES RETARDS ABSOLUS DANS LE PHÉNOMÈNE DE KERR.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 Novembre 1920 devant la Commission d'examen.

MM. ABRAHAM *Président.*

COTTON } *Examineurs.*

LESPIEAU }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1920

SÉRIE *A*, n° *856*
N° D'ORDRE : *1656*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. PAUTHENIER

AGRÉGÉ PRÉPARATEUR DE PHYSIQUE A L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

1^{re} THÈSE. — SUR UNE MÉTHODE NOUVELLE DE CHARGES INSTANTANÉES ET SON APPLICATION AU PROBLÈME DES RETARDS ABSOLUS DANS LE PHÉNOMÈNE DE KERR.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Novembre 1920 devant la Commission d'examen.

R. UNIV.

BIBLIOTHEEK
LEIDEN

MM. ABRAHAM *Président.*

COTTON
LESPIEAU } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1920

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... F. HOUSSAY, *Prof.* Zoologie.

Profess. honoraires. { P. PUISEUX.
VÉLAIN.
BOUSSINESQ

	LIPPMANN	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	Y. DELAGE	Zoologie, anatomie, physiologie compar.
	G. BONNIER	Botanique.
	KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Physique. —
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique rationnelle.
	HAUG.....	Géologie.
	H. LE CHATELIER.	Chimie.
	G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés)
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
<i>Professeurs</i>	G. URBAIN.....	Chimie..
	EMILE BOREL.....	Phys. mathém. et calcul des probabilités.
	MARCHIS	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, anatomie, physiol. comparée.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
	ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	Cl. GUICHARD.....	Géométrie supérieure.
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	LEBESGUE.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	LAPICQUE.....	Physiologie.
	GENTIL.....	Géographie physique.
	COTTON	Physique théorique et physique céleste.
	VESSIOT	Mathématiques générales.
	N.....	Histologie.
	N.....	Théorie des fonctions.
	LEDUC.....	Physique.
	HEROUARD.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND...	Géologie.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	LESPIEAU	Chimie.
<i>Professeurs-adjoints.</i> {	SAGNAC.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	PEREZ.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
	RABAUD.....	Biologie générale.
	PORTIER.....	Physiologie.
	BLAISE... ..	Chimie organique.
	PÉCHARD	Chimie (P. C. N.).
<i>Secrétaire.</i>	D. TOMBECK.	

A MA FEMME

A MES PARENTS

A MES MAÎTRES

MM. H. ABRAHAM ET A. COTTON

Hommage respectueux et reconnaissant.

A LA MÉMOIRE DE MES CAMARADES

BALLONGUE, DONCKER, FOCH, ULMO

MORTS POUR LA FRANCE

SUR UNE
MÉTHODE NOUVELLE DE CHARGES INSTANTANÉES
ET SON APPLICATION
AU PROBLÈME DES RETARDS ABSOLUS
DANS LE PHÉNOMÈNE DE KERR

Par M. PAUTHENIER

Agrégré-préparateur de Physique à l'Ecole Normale Supérieure

I

LE PROBLÈME DES RETARDS ABSOLUS

Les liquides conducteurs soumis à un champ électrique uniforme acquièrent les propriétés d'un cristal uniaxe dont l'axe serait parallèle au champ électrique. L'indice du liquide isotrope était *n* ; les deux indices principaux du liquide soumis au champ sont *n_e* (indice extraordinaire) et *n_o* (indice ordinaire). C'est le phénomène de Kerr.

Soit un interféromètre à faisceaux séparés. L'un des faisceaux traverse une longueur *l* de liquide non soumis au champ ; l'autre parcourt la même longueur *l* de liquide soumis à un champ électrique uniforme, et normalement aux lignes de force de ce champ.

Supposons les vibrations lumineuses parallèles au champ. Lorsque le champ est établi, les parcours optiques, auparavant égaux à *nl*, deviennent respectivement *nl* et *n_el*. Le second faisceau éprouve par rapport au premier un *retard absolu*

$$\delta_e = (n_e - n)l,$$

le mot *retard* ayant ici un sens algébrique.

Les franges observées dans la lunette se déplacent proportionnellement au retard et dans le sens correspondant.

Si les vibrations sont perpendiculaires au champ, on observera de même le *retard absolu*

$$\delta_o = (n_o - n)l.$$

La mesure de ces quantités, ou plutôt du rapport

$$\rho = \frac{n_e - n}{n_o - n}$$

présente un grand intérêt théorique.

Deux théories principales ont été en effet proposées pour expliquer les biréfringences électrique ou magnétique, et conduisent à des conclusions différentes pour la valeur du rapport des retards absolus : ce sont la théorie de l'*orientation moléculaire* (Cotton et Mouton, Langevin) et la théorie des *modifications des forces intra-atomiques par le champ* (Voigt).

Théorie de l'orientation moléculaire. — MM. Cotton et Mouton ⁽¹⁾ ont été conduits à leurs recherches sur les biréfringences électrique et magnétique des liquides purs par des travaux sur les propriétés magnéto-optiques des solutions colloïdales d'hydroxyde ferrique. Ils ont expliqué ces propriétés par l'orientation par le champ magnétique des particules anisotropes en suspension dans ces liquides. C'est à cette orientation, contrariée par le mouvement brownien, qu'est due en particulier la biréfringence *magnétique* de ces solutions. Cette biréfringence est assez grande dans certains cas pour que MM. Cotton et Mouton aient pu mesurer par la méthode directe du prisme les deux indices principaux de la liqueur devenue biréfringente, et les comparer à l'indice primitif ⁽²⁾. Ils trouvèrent pour le rapport des retards

⁽¹⁾ COTTON et MOUTON, *Ann. de Ch. et de Phys.*, t. II (1907), pp. 145 et 289.

⁽²⁾ COTTON et MOUTON, *loc. cit.*, pp. 166, 182, 324, 331.

absolus une valeur voisine de -2 . Ils cherchèrent à rendre compte de ce résultat et indiquèrent dès cette époque qu'on pouvait prévoir que cette règle se trouverait valable « dans tous les phénomènes qui sont liés à une orientation ».

Aeckerlein, comme nous le verrons plus loin, avait trouvé pour le rapport des retards absolus une valeur paraissant voisine de -2 pour la biréfringence *électrique* de la nitrobenzine. MM. Cotton et Mouton pensèrent dès lors que, dans le cas de ce corps au moins, le phénomène de Kerr pouvait être expliqué par une orientation par le champ électrique. C'est ce qui les conduisit à chercher si le champ *magnétique* agirait de même et à trouver la biréfringence magnétique des liquides purs, phénomène qu'ils étudièrent en le rapprochant du phénomène électrique de Kerr. L'ensemble de ces recherches ⁽¹⁾ les conduisit à admettre que, pour les liquides étudiés au moins, ces deux phénomènes s'expliquent en admettant dans les deux cas une action directrice du champ sur les molécules mêmes du liquide, action qui est sans cesse contrariée par l'agitation thermique. Les faits expérimentaux s'accordaient avec cette interprétation. Cependant le travail de Kerr sur la question des retards absolus dans la biréfringence électrique les conduisit à faire des réserves sur l'extension à tous les cas de biréfringence de cette explication par action directrice du champ. Les observations de Kerr devaient être du reste confirmées plus tard par Mac Comb.

M. Langevin a développé la théorie de l'orientation moléculaire et a réussi à en tirer des résultats quantitatifs ⁽²⁾. Le procédé de calcul utilisé est celui qui lui avait servi pour faire la théorie des propriétés des corps paramagnétiques ⁽³⁾.

Afin de simplifier le calcul, M. Langevin suppose que les molécules de la substance considérée possèdent un axe prin-

⁽¹⁾ A. COTTON et H. MOUTON, *Ann. Ch. et Phys.*, t. XXX (1910), pp. 153 et 194.

⁽²⁾ LANGEVIN, *Le Radium*, t. VII (1910), p. 249.

⁽³⁾ LANGEVIN, *Ann. Ch. et Phys.*, t. V (1905), p. 70.

cial de symétrie, et ont par suite, aux points de vue électrique, magnétique et optique, la symétrie d'un ellipsoïde de révolution, avec la même direction d'axe pour les trois propriétés.

Entre autres conclusions, la théorie précédente conduit à la relation simple, valable pour les biréfringences électrique et magnétique :

$$\frac{n_e - n}{n_o - n} = -2.$$

Les deux retards absolus sont de signes contraires et doubles l'un de l'autre.

On peut se rendre compte de ce résultat par des considérations de symétrie :

Soient trois axes de coordonnées rectangulaires, Ox , Oy , Oz ; Ox étant dirigé suivant le champ électrique H , et Oy dans le sens de propagation de la lumière.

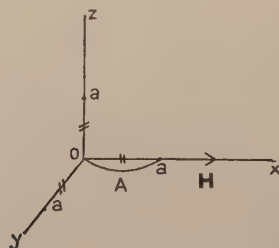


Fig. 1.

Au point de vue de la symétrie des phénomènes, on peut assimiler les molécules à des ellipsoïdes de révolution qui auraient tendance à orienter leurs axes sous l'influence du champ.

Supposons par exemple que les axes aient tendance à s'orienter parallèlement au champ.

En l'absence de tout champ, les valeurs moyennes des projections des axes de révolution sur Ox , Oy , Oz , sont

égales entre elles. Soit A cette valeur moyenne, portée en Oa sur les trois axes.

Etablissons le champ. Par raison de symétrie, la projection moyenne des axes sur Oy et Oz diminue d'une même quantité ε . Donc nécessairement la projection moyenne des axes sur Ox augmentera de 2ε : En exprimant que la longueur des axes se conserve, on doit en effet avoir identiquement, aux infiniment petits du second ordre près :

$$3A^2 = 2(A - \varepsilon)^2 + (A + 2\varepsilon)^2.$$

Si donc nous considérons deux ondes planes ayant respectivement comme directions de vibrations Oz et Ox , tout se passera comme si ces ondes se propageaient dans deux milieux modifiés *en sens inverses*, la modification relative à la deuxième onde étant nécessairement double de celle qui est relative à la première.

Par suite, si la première onde est avancée, la seconde est retardée d'une quantité double, ou inversement.

On arriverait à des conclusions analogues en supposant que les axes des molécules s'orientent perpendiculairement au champ. Cela revient à remplacer dans la relation précédente ε par $-\varepsilon$.

Le calcul de M. Langevin a été généralisé par Enderle, sous la direction de Pockels (1). Enderle admet que l'orientation des molécules par le champ se fait comme s'il s'agissait d'ellipsoïdes à trois axes inégaux. C'est en effet le cas le plus général, pourvu que la polarisation diélectrique (ou magnétique) soit fonction linéaire du champ. Cette généralisation conduit encore à la même valeur du rapport ρ , avec la condition toutefois que l'orientation moléculaire ne puisse pas suivre les vibrations du champ de l'onde lumineuse.

La valeur $\rho = -2$ apparaît donc comme *caractéristique de la théorie de l'orientation moléculaire*.

(1) POCKELS, *Le Radium*, t. IX (1912), p. 148. ENDERLE, *Inaug. Diss.*, Freiburg, 1912.

La théorie de la modification des forces élastiques intra-atomiques. — Voigt ⁽¹⁾ suppose que les électrons du corps considéré obéissent à des forces quasi-élastiques, dans un champ intra-moléculaire originairement isotrope ; il en conclut que l'application d'un champ électrique extérieur a pour conséquence de modifier la période de l'électron, d'une quantité variable suivant la direction de la vibration.

Sous certaines restrictions qu'il a exposées ailleurs ⁽²⁾, Voigt trouve que la modification de l'indice est trois fois plus grande pour les vibrations parallèles au champ que pour les vibrations perpendiculaires, et que ces modifications sont *de même signe*.

Enderle a généralisé aussi (*loc. cit.*) la théorie de Voigt en supposant le champ quasi-élastique dans lequel se font les vibrations des électrons comme anisotrope déjà avant l'application du champ extérieur. Sous l'influence du champ extérieur, le champ quasi-élastique (et par suite les vibrations propres dans chaque molécule) est modifié d'une manière qui dépend de son orientation par rapport au champ extérieur. Il faut évaluer la valeur moyenne des effets exercés sur les molécules considérées individuellement pour trouver l'effet optique observable dans le fluide ; mais, *en formant cette valeur moyenne, l'orientation est regardée comme parfaitement irrégulière*.

Pour simplifier le calcul, Enderle s'est limité aux deux cas où la symétrie interne de la molécule ou du champ quasi-élastique, est celle d'un cristal orthorhombique ou celle d'un milieu ayant un axe de révolution. Sans comprendre le cas le plus général, les calculs sont cependant assez développés pour mettre en évidence les modifications essentielles de la théorie de Voigt.

D'après cette théorie généralisée, le rapport des retards

⁽¹⁾ VOIGT, *Lehrbuch der Optik* (1900), p. 352.

⁽²⁾ VOIGT, *Phys. Zeitschr.*, t. VII (1906), p. 811.

absolus n'est plus égal à $+3$ ni à aucune autre valeur calculable *a priori*. Ce n'est que pour des vibrations de période notablement plus grande que la période propre des électrons que ce rapport prend une valeur voisine de $+3$.

D'après ce qui précède, il semble possible de résoudre expérimentalement la question de savoir si la théorie de l'orientation seule est suffisante ou non pour l'explication des phénomènes.

Si l'on trouve $\rho = -2$, elle suffit.

Autrement, on doit supposer que l'effet optique du champ dépend, au moins en partie, de la modification des vibrations électroniques présumée par Voigt.

Difficultés du contrôle expérimental

Malgré sa simplicité apparente, la mesure du rapport des retards absolus présente des difficultés expérimentales considérables. Ces difficultés sont dues à deux causes, d'une part à l'effet Joule, d'autre part au phénomène d'électrostriction.

Rôle de l'effet Joule. — Quand on veut mettre en évidence le phénomène de Kerr avec un liquide qui est pourtant un excellent isolant comme le sulfure de carbone, on n'obtient aucun résultat si l'on ne fait pas plonger les armatures dans le liquide : c'est ce qu'ont constaté tous les physiciens qui ont fait des mesures sur le phénomène de Kerr, soit avec des champs constants, soit avec des champs alternatifs à longue période. On a expliqué ce fait par le rôle des ions libérés par l'électrolyse qui viennent, lorsque les armatures ne plongent pas dans le liquide, former des couches qui annulent le champ à l'intérieur du liquide ⁽¹⁾.

Or la résolution expérimentale du problème des retards absolus nécessite la comparaison interférentielle de deux

(1) COTTON. Les progrès de la physique moléculaire, conférences faites en 1914 à la Société de Physique (Gauthier-Villars), p. 192.

faisceaux lumineux traversant l'un le milieu isotrope l'autre le milieu contraint, et la plus faible élévation de température produite dans ce dernier par le champ électrique provoque des variations des indices n_1 ou n_2 et n bien supérieures à leurs différences.

Considérons par exemple le cas du sulfure de carbone, et écrivons la relation de Kerr :

$$\frac{n_e - n_0}{\lambda} = B.H^2,$$

où B désigne la constante de Kerr, λ la longueur d'onde de la lumière utilisée, et H le champ entre les armatures.

En lumière jaune du sodium ($\lambda = 0,589.10^{-4}$), $B = 3,2.10^{-7}$.

Supposons $H = 100$ u. e. s. c. g. s. (30.000 volts par centimètre) :

$$n_e - n_0 = 1,9.10^{-7}.$$

Or, pour le sulfure de carbone, la variation de température $\frac{20,4}{10.000}$, de l'ordre de $\frac{1}{4.000}$ de degré par conséquent, produit une variation d'indice $\Delta n = 1,9.10^{-7}$ égale à la précédente.

A moins de précautions spéciales, l'effet Joule sera donc, dans l'observation des retards absolus, la cause principale du déplacement des franges, ou même, comme nous le verrons par la suite, il empêchera complètement cette observation.

Rôle de l'électrostriction. — Considérons un liquide dont le coefficient de compressibilité μ est défini par la relation :

$$\mu = - \frac{1}{v} \frac{dv}{dp}$$

où dv désigne la variation du volume v lorsque la pression varie de dp . Appelons K le pouvoir diélectrique du liquide, et θ la contraction éprouvée par l'unité de volume. Helmholtz et Lippmann ont montré qu'un liquide éprouve dans un champ électrostatique uniforme H, une contraction :

$$\theta = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 \frac{\partial K}{\partial \theta}.$$

De cette contraction résulte nécessairement *une variation isotrope* d'indice qui vient se superposer également aux modifications des deux indices par l'effet du champ seul.

Ce fait a été signalé par Pockels ⁽¹⁾.

Malheureusement la valeur de $\frac{\partial K}{\partial \theta}$ n'est pas connue directement pour les liquides auxquels se rapportent les mesures faites sur le phénomène de Kerr ; le calcul approché en est très incertain : tout au plus peut-il donner un ordre de grandeur.

La variation isotrope d'indice sur le parcours du faisceau lumineux n'est pas douteuse. Mais on ne sait ni calculer cette variation d'indice ni même en général prévoir si elle peut fausser la mesure du rapport des retards absolus.

Nos expériences montreront que, dans le cas du sulfure de carbone par exemple, la variation d'indice par électrostriction est justement du même ordre que l'une des quantités à mesurer.

En résumé, la variation d'indice mesurée par la méthode interférentielle sera due en général à la superposition de trois causes distinctes : *la biréfringence électrique, l'effet Joule et l'électrostriction.*

Il apparaît donc comme avant tout nécessaire pour éclaircir ce problème, de chercher à éliminer les deux causes d'erreur que nous venons de rappeler. Ainsi que l'historique de la question nous le montrera aucun des nombreux chercheurs qu'elle a sollicités n'y a réussi, sauf peut-être, partiellement, l'un d'entre eux, qui n'a pu faire de mesures.

(1) POCKELS, *Le Radium*, t. IX (1912), p. 148.

II

HISTORIQUE

Les premiers physiciens qui tentent de mesurer le rapport des retards absolus emploient tout naturellement des méthodes « statiques » : Ils établissent ou suppriment simplement une différence de potentiel constante entre les armatures d'un condensateur pour voir si l'application du champ modifie ou non le parcours optique d'un faisceau lumineux passant entre ces armatures. Les liquides employés sont peu biréfringents. L'effet Joule y est très gênant ; les résultats sont nuls ou douteux.

Par la suite Aeckerlein, dans un travail qui nous paraît aujourd'hui de beaucoup le plus original, et dont l'idée revient à Mandelstam, réussit à appliquer au condensateur de Kerr des trains d'oscillations électriques très rapides. Il diminue ainsi notablement l'effet Joule, et, sans y avoir pensé, peut-être aussi un peu l'électrostriction. Malheureusement cette méthode ne permet pas de mesures.

Les recherches les plus récentes reviennent aux méthodes statiques, ou, ce qui est la même chose, aux champs lentement variables. Elles ne marquent à peu près aucun effort pour supprimer les effets parasites. On tâche seulement d'obtenir de bonnes franges malgré l'effet Joule, et d'interpréter tant bien que mal les résultats.

Premières tentatives. — Les premières recherches semblent dues à QUINCKE ⁽¹⁾. Il ne peut observer qu'une perturbation des franges d'interférence, sans mettre en évidence aucun déplacement.

KERR ⁽²⁾, une vingtaine d'années après sa découverte de la biréfringence électrique, reprend la question avec un dispo-

⁽¹⁾ QUINCKE, *Wied. Ann.*, t. XIX (1883), p. 729.

⁽²⁾ KERR, *Phil. Mag.*, t. XXXVII (1894), p. 380.

sitif analogue, dont nous reproduisons le schéma. G_1 et G_2 sont les glaces de l'appareil de Jamin, P_1 et P_2 les armatures d'un condensateur plan (les lignes de force sont parallèles au plan de figure). L'armature P_1 est au sol; l'armature P_2 peut être portée à un potentiel assez élevé.

Les deux faisceaux interférents, séparés dans l'intervalle des deux miroirs, traversent une cuve de *sulfure de carbone* où est immergé le condensateur. L'un des faisceaux passe entre les armatures, normalement aux lignes de force du champ; l'autre faisceau passe à l'extérieur du condensateur. Un nicol N permet de recevoir dans la lunette d'observation L des faisceaux vibrant soit parallèlement, soit perpendiculairement au champ.

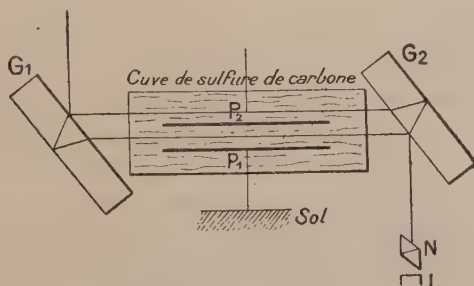


Fig. 2.

A l'établissement du champ, Kerr observe des déplacements irréguliers des franges, parfois même leur complète disparition. Puis il remarque que, si l'on réussit à maintenir pendant un temps assez long l'armature P_2 à un potentiel élevé, les franges reparaissent plus ou moins nettement. En déchargeant brusquement P_2 , Kerr peut alors observer, dans le cas des vibrations parallèles au champ, un bond instantané des franges. Ce bond est très facile à distinguer des troubles irréguliers du système de franges. Avec les vibrations perpendiculaires aux lignes de force, il ne se produit rien de semblable.

L'interprétation la plus simple de cette expérience est que les perturbations des franges sont dues à des courants de convection et à des inégalités de température dans le liquide. Le bond régulier des franges au contraire marque, dans le cas des vibrations parallèles aux lignes de force, une variation brusque de l'indice du liquide entre les armatures du condensateur. L'indice ne serait pas affecté dans le cas des vibrations perpendiculaires.

Kerr a répété les mêmes expériences sur l'*huile de paraffine* et un certain nombre d'autres liquides tous moins biréfringents que le sulfure de carbone et obtient des résultats analogues.

Il faut remarquer que dans le cas le plus favorable, celui du sulfure de carbone, le plus grand déplacement n'excède pas $4/5$ de frange. Mais Kerr assure, en ce qui concerne les vibrations perpendiculaires, qu'un bond de $1/100$ de frange n'aurait pu lui échapper. Une telle précision ne nous paraît pas certaine, étant données les conditions de l'observation.

Après que Schmidt ⁽¹⁾ a étudié quantitativement la nitrobenzine, près de cent fois plus biréfringente que le sulfure de carbone, Aeckerlein ⁽²⁾ répète les expériences de Kerr sur ce nouveau liquide.

Recherches d'Aeckerlein. — Il doit être *a priori* beaucoup plus facile de constater l'action du champ sur les deux composantes lumineuses dans le cas de la *nitrobenzine*. Malheureusement la nitrobenzine est, surtout si l'on ne prend pas les précautions particulières que nous aurons l'occasion de signaler, un liquide relativement bon conducteur, où l'effet Joule est considérable. Aussi Aeckerlein est-il amené, sur les conseils de Mandelstam, à produire le champ avec des trains d'oscillations électriques de haute fréquence.

Réunissons par l'intermédiaire d'une self convenable, les

⁽¹⁾ SCHMIDT, *Ann. der Phys.*, t. VII (1902), p. 142.

⁽²⁾ AECKERLEIN, *Physik. Zeitschr.*, t. VII (1906), p. 594.

armatures du condensateur de Kerr avec les boules d'un micromètre à étincelles et produisons des oscillations dans ce circuit. Nous provoquerons pour cela, chaque seconde, un nombre limité de charges du condensateur. La durée de chaque train d'oscillations sera de l'ordre du cent-millième de seconde par exemple, et il n'existera en somme de champ oscillant dans le condensateur que pendant une fraction de seconde extrêmement petite. Pendant tout le reste du temps, il n'y aura pas de champ. L'effet Joule se trouvera du même coup très réduit.

Utilisons, pour produire les franges, une source lumineuse constante. Si nous avions affaire à des oscillations *entretenues*, les franges prendraient en général, dès l'application du champ, un mouvement oscillatoire de même période, et l'on ne verrait plus, à la place des franges, qu'un éclaircissement uniforme. Dans le cas qui nous occupe au contraire, les franges resteront visibles pour l'œil pendant la seconde presque toute entière et ne disparaîtront que pendant quelques cent-millièmes de seconde. En raison de la persistance des impressions lumineuses sur la rétine, les disparitions momentanées passeront inaperçues.

Si l'on n'envoyait de lumière que pendant les trains d'oscillations, les franges devraient disparaître.

Si, réduisant les durées d'éclaircissement jusqu'à n'être plus qu'une fraction très courte de la période du condensateur de Kerr, on n'envoie plus de lumière que pour une phase déterminée des oscillations de ce condensateur, correspondant à une position déterminée des franges, on devra voir réapparaître ces dernières. Le déplacement des franges sera maximum quand on éclairera le condensateur au moment du maximum du champ.

Aeckerlein a réalisé et discuté ces diverses circonstances. Sans entrer dans le détail des expériences, nous nous bornerons à dire quelques mots du dernier cas, à la faveur duquel il espérait mesurer le rapport des retards absolus,

La source lumineuse est une étincelle oscillante qui jaillit en F (fig. 3), entre pointes de zinc. F est au foyer d'une lentille convergente L qui envoie dans l'appareil de Jamin un faisceau de lumière à peu près parallèle diaphragmé en D. Le condensateur de Kerr fait partie d'un circuit oscillant qui a pour période 60.10^{-8} seconde. L'étincelle en F appartient à un circuit couplé avec celui-ci, mais de période beaucoup plus courte : 5.10^{-8} seconde ; elle commence à jaillir au moment du maximum de charge du condensateur de Kerr et

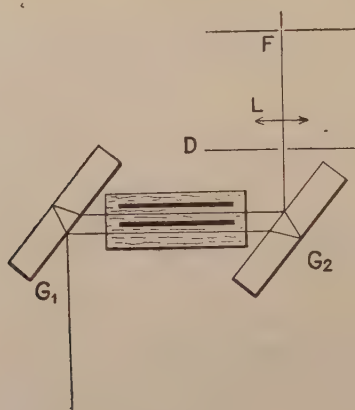


Fig. 3.

s'amortit rapidement. Les conditions signalées plus haut se trouvent donc à peu près réalisées ; toutefois, comme les oscillations en F ne sont pas encore amorties au moment où le champ commence à décroître dans le condensateur, les franges paraissent lavées de blanc.

Aeckerlein fait les observations suivantes :

1° *Le plan de vibration du nicol est parallèle aux lignes de force.* Les franges sont alors très pâles à cause de l'action polarisante des miroirs de Jamin. Quand on introduit le condensateur de Kerr dans le circuit, les franges font un bond

dans le sens correspondant à un retard : les vibrations parallèles aux lignes de force sont retardées.

2° *Le plan de vibration du nicol est perpendiculaire aux lignes de force.* Les vibrations correspondantes sont avancées. C'est ce déplacement des franges que Kerr n'a pu observer avec les liquides dont il s'est servi.

Mais Aeckerlein ne peut faire de mesures quantitatives. D'abord il prend comme repère la frange centrale en lumière blanche, ce qui n'est pas correct, étant donnée la grande dispersion de la biréfringence électrique. Nous aurons l'occasion de revenir plus loin sur cette question. En outre, les déplacements ne demeurent pas constants en raison du début irrégulier de l'étincelle éclairante. Aeckerlein ne peut que constater que le retard est plus grand que l'avance, et que « leur rapport paraît être de 2 à 1 ». Il est donc beaucoup moins affirmatif que les physiciens qui ont jugé la théorie de l'orientation confirmée par ce résultat.

L'effet Joule ne gêne pas beaucoup les observations, car il ne se fait pas immédiatement sentir.

D'autre part la période du condensateur de Kerr est de l'ordre de 10^{-6} seconde; le nombre d'oscillations de chaque train ne doit pas être très grand, car, pour produire la variation d'indice observée, la distance explosive doit être assez grande, et les capacités mises en jeu sont petites. Dans les conditions de l'expérience, l'électrostriction n'est certainement pas supprimée; mais, pour des raisons que nous exposerons plus loin à propos de notre méthode, elle n'a peut-être pas le temps non plus de prendre complètement sa valeur statique pendant la courte durée d'un train d'oscillations.

Le *nitrotoluène* donne à Aeckerlein des résultats comparables à ceux de la nitrobenzine.

Avec le *sulfure de carbone*, les franges restent immobiles dans tous les cas, ainsi du reste que les dimensions de l'appareil le font prévoir. Dans ce cas, les franges gardent toujours leur netteté, même quand l'expérience dure des minutes.

Recherches plus récentes. — CABANNES ⁽¹⁾, dans un court travail publié en 1909, étudie la question des retards absolus dans le cas du *cumène*, qui est un bon isolant. Pour diminuer l'effet Joule, il utilise un champ alternatif à 50 périodes. L'appareil interférentiel est le dispositif de Jamin. Dans le cas seulement des vibrations perpendiculaires au champ, le déplacement sinusoïdal des franges peut être inscrit sur une plaque photographique mobile. Les résultats sont seulement qualitatifs dans le cas des vibrations parallèles au champ. Les deux retards sont trouvés de signes contraires comme dans les expériences d' Aeckerlein. Nous ferons à cette méthode les mêmes critiques qu'à celles qui vont suivre. Il est juste d'ajouter qu'à cette époque le travail où Pockels signale l'influence probable de l'électrostriction n'avait pas encore paru.

MAC COMB ⁽²⁾ reprend la *nitrobenzine* dans l'intention de faire des mesures précises. Il se sert de l'interféromètre de Michelson (fig. 4).

Sur les parcours A et B sont intercalés deux tubes égaux, de 22 cm. de long, remplis de nitrobenzine. Ils contiennent deux condenseurs identiques, à armatures verticales longues de 20 cm, distantes de 0 cm. 154. Le potentiel est donné par des accumulateurs et des dynamos en série.

La lampe Nernst L donne dans le spectroscopé P un spectre cannelé. Un nicol N permet d'étudier l'action du champ sur les deux composantes.

Lorsqu'on applique le champ en B, les franges sont instables et ne permettent pas de pointé. Mac Comb tourne la difficulté en appliquant et supprimant 200 fois par minute le champ qui donne un déplacement d'une frange exactement. Quelle que soit la forme des franges, elles ne doivent pas avoir de mouvements brusques quand cette condition est réalisée,

⁽¹⁾ CABANNES, *Ann. de la Fac. des Sc. de Marseille*, t. XVIII, (1909), p. 246.

⁽²⁾ MAC COMB, *Phys. Rev.*, t. IX (1915), p. 180.

parce qu'un déplacement instantané d'une largeur de frange ne peut être aperçu par l'œil, Mac Comb repère ainsi des déplacements de deux et de trois interfranges. Il trouve comme valeur moyenne du rapport $\frac{1}{\rho}$, 0,53, pour des longueurs d'ondes comprises entre $0\mu,540$ et $0\mu,660$. On en déduit le rapport des retards absolus :

$$\rho = -1,88.$$

Pour le *sulfure de carbone*, Mac Comb trouve, comme

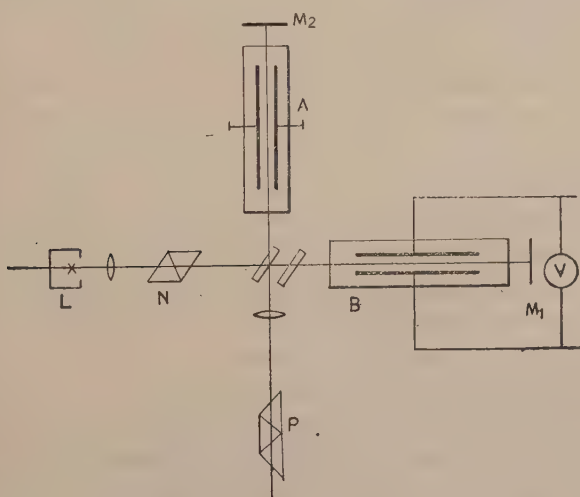


Fig. 4.

Kerr, que la composante vibrant parallèlement aux lignes de force est retardée, et seule affectée. Mais le déplacement observé est petit.

Pour le *chloroforme*, les deux vibrations sont avancées. Celle qui est parallèle aux lignes de force est la plus avancée.

Nous reviendrons sur ces résultats qui, *tout en étant d'accord avec ceux d'Aeckerlein, contredisent nettement la théorie de l'orientation.*

HIMSTEDT ⁽¹⁾, sans paraître avoir connaissance du travail de Mac Comb, utilise une méthode assez analogue dans un premier travail publié en 1915. L'appareil interférentiel, du type Löve-Zeiss ⁽²⁾, ne constitue pas un progrès très important sur les dispositifs qui précèdent. Le principal intérêt de cet appareil est de donner un zéro fixe : Des deux faisceaux plats qui interfèrent comme dans l'appareil de Jamin, l'un a sa moitié supérieure seule entre les armatures du condensateur ; les franges (verticales) dues à la moitié inférieure restent par conséquent fixes quand on établit le champ. Un nicol permet d'étudier l'action du champ sur chaque composante.

Le condensateur de Kerr à 45 cm. de long, 25 mm. de large ; l'épaisseur du champ est de 3 mm. Comme source électrique, Himstedt se sert d'une machine de Voss.

La marche d'une expérience est la suivante : Les franges des deux moitiés du champ sont amenées dans le prolongement les unes des autres à l'aide d'une glace compensatrice. Le condensateur de Kerr est chargé progressivement, puis déchargé toutes les 10 ou 20 secondes ; les franges se déplacent lentement, puis reviennent brusquement, dit Himstedt, à leur position d'équilibre au moment de la décharge.

Himstedt fait aussi des observations intéressantes sans se servir de nicol : Faisons croître progressivement le champ : les franges correspondant aux deux composantes principales se déplacent. Lorsque les franges relatives à la composante parallèle au champ viennent occuper les intervalles des franges dues à la composante perpendiculaire, l'éclairement du champ devient sensiblement uniforme. Si le champ électrique continue à croître, on trouve une coïncidence, c'est-à-dire un maximum de netteté des franges. La discussion très simple de ce cas fournit un second moyen de mesurer le rapport des retards absolus.

⁽¹⁾ HIMSTEDT, *Ann. der Phys.*, t. XLVIII (1915), p. 1061.

⁽²⁾ LÖWE, *Phys. Zeitschr.*, t. II (1910), p. 1047.

La conclusion des mesures précédentes est que, pour le *sulfure de carbone*, la lumière vibrant parallèlement au champ est retardée, et que la lumière vibrant perpendiculairement au champ est avancée; le retard est quadruple de l'avance :

$$\rho = -4.$$

Himstedt obtient le même résultat avec le *benzène chloré* et avec l'*huile de ricin*, avec la différence que pour ce dernier liquide, à constante de Kerr négative, les rôles des composantes sont échangées ($\rho = -\frac{1}{4}$). Il n'indique pas la précision de ses mesures.

Le chloroforme, l'éther éthylique, le benzol, la nitrobenzine, l'huile de colza, trop conducteurs, ne donnent aucun résultat.

Il faut signaler dans ce premier travail un essai pour mettre en évidence et mesurer l'électrostriction dans le cas de l'*hexane*; la constante de Kerr de ce liquide, d'après les mesures de Leiser ⁽¹⁾, est soixante fois plus faible que celle du sulfure de carbone. La méthode d'observation ne permettra de constater s'il y a lieu, que l'électrostriction. Himstedt observe, pour les deux positions principales du nicol, deux déplacements égaux et de même sens. Ils sont petits, de l'ordre de $1/10$ à $1/5$ de frange, et semblent proportionnels au carré du champ. La valeur trouvée est les $3/4$ environ de la valeur calculée d'après la formule d'Helmholtz. Himstedt obtient des résultats analogues avec l'*éther de pétrole*, et semble ainsi mettre en évidence l'influence de l'électrostriction.

Dans un second travail ⁽²⁾, Himstedt se propose d'étudier la *nitrobenzine* en champ constant. Il se sert du même dispositif optique, et réduit cette fois l'épaisseur du champ à

⁽¹⁾ LEISER, *Elektr. Doppelbr. der Kohlenstoffverbind.* Habilitationsschrift Karlsruhe, 1910.

⁽²⁾ HIMSTEDT, *Ann. der Phys.*, t. LIX (1919), p. 332.

1 mm. 5 pour pouvoir travailler avec des différences de potentiel plus faibles. La source électrique est une dynamo à haute tension qui débite sur un rhéostat monté en potentiomètre.

Les franges disparaissent, naturellement, à l'établissement du champ mais réapparaissent au bout de 10 à 15 minutes malgré l'effet thermique, un état de régime étant sans doute atteint. En supprimant alors et rétablissant alternativement le champ avec un commutateur tournant, on constate des bonds réguliers des franges dans un sens ou dans l'autre. On peut, pour chaque composante, déterminer un champ tel que le bond soit exactement d'une frange, ou de deux franges; quand le commutateur tourne assez vite (5 tours à la seconde), le système de franges paraît fixe, Himstedt déduit de ces mesures le rapport des retards :

$$\rho = -1,92$$

sans donner le degré de précision de ce résultat.

En vue de démêler les influences respectives de l'effet Joule et de l'électrostriction, Himstedt étend ses recherches à des mélanges liquides plus ou moins conducteurs, plus ou moins biréfringents. Ses déductions sont souvent contestables, ses constatations parfois contradictoires, et l'auteur reconnaît lui-même à la fin de son travail qu'il est impossible de trancher la question des retards absolus avec les données actuelles de l'expérience.

En définitive, les remarques préliminaires que nous avons faites sur les causes d'erreur montrent, et les expériences confirment que sans précautions spéciales, les mesures donneront en général non point le rapport ρ cherché, mais un nombre R que nous pouvons écrire, par exemple dans la théorie de l'orientation, sous la forme :

$$R = \frac{\frac{2}{3}B + E - J}{-\frac{1}{3}B + E - J},$$

où B désigne la constante de Kerr, E et J des quantités positives.

E est le terme relatif à l'électrostriction : la contraction a pour effet d'augmenter le nombre de molécules par unité de volume, et par suite l'indice du liquide : l'électrostriction agit, pour les deux composantes, dans le sens d'un retard.

J est le terme relatif à l'effet Joule : l'indice du liquide décroît en général quand la température augmente, d'où une nouvelle cause d'erreur, agissant dans le sens d'une avance, et par laquelle les deux composantes sont également influencées.

Les méthodes de Mac Comb et d'Himstedt consistent à supprimer ou à rétablir brusquement le champ quand le liquide a pris son régime calorifique. On peut espérer annuler ainsi le terme J . Cependant il n'est pas sûr que dans ces conditions l'effet Joule ne suit pas, en partie bien entendu, la variation du champ surtout avec les liquides très conducteurs qui s'échauffent beaucoup. Nous avons eu en effet l'occasion de constater, dans le cas de la nitrobenzine, que les franges peuvent se déplacer très brusquement lorsqu'on supprime le champ dans le liquide très échauffé. Il subsiste donc un doute de ce côté.

Enfin l'erreur relative à E subsiste intégralement. La mesure directe de E , très délicate, n'a pas été tentée, et son calcul est très incertain.

La méthode d'Aeckerlein est de beaucoup la moins imparfaite parmi celles que nous avons résumées.

L'idée d'appliquer au condensateur de Kerr des charges discontinues est excellente. Aeckerlein ne s'est pas donné pour but de diminuer l'électrostriction, dont on ne soupçonnait pas alors l'importance ; mais, tout en réduisant l'effet thermique, il a peut-être déjà diminué la première cause d'erreur. Il est regrettable seulement que la méthode dont il s'est servi ne puisse permettre de mesures, puisqu'on *n'est pas maître de l'instant* où l'on éclaire le condensateur de

Kerr : non seulement la biréfringence n'a pas de valeur fixe, mais encore l'électrostriction, comme nous le verrons par la suite, prend elle aussi, une valeur variable. Dans le cas du sulfure de carbone par exemple, où l'influence de l'électrostriction est du même ordre que celle de la biréfringence, on ne pourrait même penser à des observations qualitatives.

D'une manière générale, les observations relatives à la nitrobenzine semblent conduire à un résultat assez voisin de — 2. Les résultats obtenus pour d'autres liquides sont en désaccord entre eux et avec la théorie de l'orientation. Dans beaucoup de cas enfin les observations sont impossibles. La plus grande incertitude subsiste donc dans la question des retards absolus.

III

MÉTHODE PROPOSÉE

Principe

Nous nous sommes proposé de résoudre d'abord le problème des retards absolus dans le cas de la *nitrobenzine* afin d'obtenir une méthode d'investigation générale facilement applicable à des liquides moins conducteurs.

Le principe qui nous a guidé est le suivant : D'accord avec les expériences de MM. Abraham et Lemoine ⁽¹⁾ sur d'autres liquides, les expériences de M. Gutton ⁽²⁾ ont montré que la durée d'établissement du phénomène de Kerr dans la nitrobenzine est notablement inférieure à 10^{-8} seconde. La *biréfringence électrique*, orientation ou modification sur place des molécules, est donc un phénomène très rapide.

L'*électrostriction* apparaît de nature très différente : pour

(¹) ABRAHAM et LEMOINE. *C. R. Ac. Sc.*, t. CXXIX (1899), p. 206, et CXXX (1900), p. 245.

(²) GUTTON. *Journ. de Phys.*, 5^e série, t. III (1913), pp. 206-217, et pp. 445-449.

qu'il y ait, sur le trajet du faisceaux lumineux dans le champ électrique, plus de molécules par unité de volume, il faut que ces molécules aient *le temps d'arriver* dans le champ. Nous produirons le champ électrique entre deux lames de bronze ligaturées et collées sur des cales de verre ; on peut admettre que l'établissement du champ provoque entre les armatures un appel de liquide, et que la perturbation ainsi déterminée se propage, des bords vers la région centrale, avec une vitesse de l'ordre de 10^{-5} cm. par seconde (vitesse du son). Pour que la perturbation intéresse le faisceau, qui passe à 1 cm. environ des bords horizontaux, il faudra un temps de l'ordre de 10^{-5} seconde. Quant aux perturbations aux deux bouts, leur influence sera en général faible, puisque le condensateur dont nous voulons nous servir a 18 cm. de long. Rappelons à ce propos que la durée des trains d'oscillations dont se servait Aeckerlein pouvait être de l'ordre de 10^{-5} seconde ; c'est ce qui nous a permis de dire que dans ses expériences l'électrostriction n'était peut-être pas complète.

Allons plus loin et produisons le champ pendant 10^{-6} seconde et moins. Nous aurons la quasi certitude que l'électrostriction est absolument négligeable.

Adoptons pour fixer les idées ce temps de 10^{-6} seconde ; prenons le montage classique de Kerr entre miroirs de Jamin, et imaginons que nous réalisons les opérations suivantes :

A l'instant 0, établissons le champ. Au bout de 10^{-6} seconde, alors que la biréfringence électrique est établie depuis longtemps, envoyons dans le système un faisceau lumineux de durée extrêmement courte, de l'ordre de 10^{-7} seconde par exemple, puis déchargeons immédiatement le condensateur. Répétons cette série d'opérations 10 ou 15 fois par seconde.

D'abord il est à peu près évident que dans ces conditions l'*effet Joule* est pratiquement nul. C'est ce que nous montrons par la suite. En outre l'*électrostriction* sera négligeable ;

pour le contrôler, nous n'aurons qu'à faire croître progressivement les durées de charge dans le cas d'un liquide très isolant.

En raison de la persistance des impressions lumineuses sur la rétine, nous verrons dans la lunette des franges continues.

Quand nous mettrons en circuit le condensateur de Kerr, le rapport des déplacements des franges relatifs aux deux composantes principales nous donnera directement le rapport des retards absolus.

Calcul et théorie du dispositif.

Les potentiels utilisés sont assez élevés; les phénomènes que nous venons de décrire doivent se succéder avec une parfaite régularité dans des temps extrêmement courts; on ne peut espérer se tirer d'affaire avec un commutateur tournant ni avec aucun autre dispositif mécanique de ce genre.

La difficulté peut être résolue par l'emploi de circuits électriques dont les constantes sont convenablement choisies.

Nous allons considérer d'abord le problème de la charge

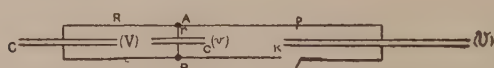


Fig. 5.

de deux condensateurs en parallèle, primitivement déchargés, et mis en relation avec un condensateur de grande capacité.

Soient C, c les capacités des deux premiers condensateurs, K celle du troisième. Réunissons-les respectivement (fig. 5) aux deux bornes A et B par l'intermédiaire de résistances R, r et p . Nous supposons les self-inductions du système négligeables. Appelons V, v les différences de potentiel à l'instant t entre les armatures des condensateurs C et c , et soit V_0 la différence de potentiel entre les armatures du condensateur

K à l'instant 0. On trouve aisément que V et v sont racines du système d'équations différentielles :

$$I \left\{ \begin{array}{l} C(\rho+R) \frac{dV}{dt} + c\rho \frac{dv}{dt} + V \left(I + \frac{C}{K} \right) + \frac{c}{K} v = \mathcal{V}_0 \\ C\rho \frac{dV}{dt} + c(\rho+r) \frac{dv}{dt} + \frac{C}{K} V + \left(I + \frac{c}{K} \right) v = \mathcal{V}_0 \end{array} \right.$$

Si l'on suppose K très grand devant C et c, le système précédent se réduit à :

$$I' \left\{ \begin{array}{l} C(\rho+R) \frac{dV}{dt} + c\rho \frac{dv}{dt} + V = \mathcal{V}_0 \\ C\rho \frac{dV}{dt} + c(\rho+r) \frac{dv}{dt} + v = \mathcal{V}_0 \end{array} \right.$$

Les solutions V et v sont de la forme :

$$\begin{aligned} V &= \mathcal{V}_0 + Ae^{\alpha_1 t} + Be^{\alpha_2 t} \\ v &= \mathcal{V}_0 + A'e^{\alpha_1 t} + B'e^{\alpha_2 t} \end{aligned}$$

où α_1 et α_2 sont racines de l'équation caractéristique du système I' :

$$Cc[\rho(R+r) + Rr]\alpha^2 + [C(\rho+R) + c(\rho+r)]\alpha + I = 0.$$

A et A', B et B' sont déterminés :

1° Par les conditions initiales ($V=v=0$ pour $t=0$) :

$$0 = \mathcal{V}_0 + A + B \quad \text{et} \quad 0 = \mathcal{V}_0 + A' + B' ;$$

2° Par les conditions supplémentaires déduites du système I' :

$$\frac{A}{A'} = \frac{c\rho\alpha_1}{I + C(\rho+R)\alpha_1} \quad \text{et} \quad \frac{B}{B'} = \frac{c\rho\alpha_2}{I + C(\rho+R)\alpha_2}$$

Les calculs numériques se simplifient lorsque ρ a une valeur négligeable devant R et r⁽¹⁾, car le système I' devient alors :

(1) Ce cas sera toujours réalisé dans nos expériences : ρ se réduit (fig. 7) à la résistance d'une étincelle qui éclate en H entre les boules d'un micromètre ; cette résistance peut être de l'ordre d'un ohm.

$$I'' \left\{ \begin{array}{l} CR \frac{dV}{dt} + V = \mathcal{V}_0 \\ cr \frac{dv}{dt} + v = \mathcal{V}_0 : \end{array} \right.$$

chaque condensateur se charge pour son compte, comme s'il était seul, au condensateur de grande capacité K. Avec les mêmes conditions que plus haut :

$$V = \mathcal{V}_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{CR}} \right)$$

$$v = \mathcal{V}_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{cr}} \right)$$

Nous désignerons par c la capacité du condensateur de Kerr. Dans nos expériences sur la nitrobenzine, ce condensateur est constitué par deux lames parallèles, rectangulaires, de 180 mm. de long, 45 mm. de large, 6 mm. 44 d'écartement. Si nous adoptons 34 comme pouvoir inducteur spécifique de la nitrobenzine,

$$c = 34 \frac{18.4,5}{4\pi 0,644} = 340 \text{ cm.} = 37,7 \cdot 10^{-11} \text{ farad}$$

Prenons

$$r = 135 \text{ ohms.}$$

La constante de temps du circuit (c, r) est :

$$cr = 135.37,7 \cdot 10^{-11} = 5,09 \cdot 10^{-8} \text{ seconde.}$$

Prenons pour le second circuit :

$$C = 2.700 \text{ cm.} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ farad}$$

$$R = 410 \text{ ohms,}$$

La constante de temps de ce circuit sera :

$$CR = 123 \cdot 10^{-8} \text{ seconde} = 24 (cr).$$

La charge des deux condensateurs C et c est représentée en fonction du temps par la figure 6.

Relions maintenant les armatures de C (fig. 7) par des fils courts et peu résistants (résistance de l'ordre d'un ohm) aux pointes arrondies d'un déflagrateur. Soit δ la distance des pointes, correspondant au potentiel explosif V_e d'abscisse OA sur la courbe (C).

Le potentiel maximum, que nous avons appelé φ_0 de l'ar-

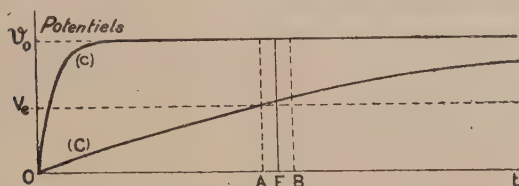


Fig. 6.

mature isolée du condensateur K, est déterminé par la distance des boules du micromètre figuré en H.

Supposons δ notablement inférieur à la distance explosive Δ qui correspond à φ_0 ; par exemple δ sera égal à $\frac{\Delta}{2}$ ou légèrement supérieur. Lorsque V atteint la valeur V_e ou une valeur un peu supérieure, C se décharge par une brillante étincelle de durée extrêmement courte (1 à $2 \cdot 10^{-7}$ seconde comme nous le verrons). Soit E l'instant de la décharge. E sera toujours compris entre deux points extrêmes A et B, peu éloignés : en A la courbe (C) monte encore vite, et le retard à l'étincelle ne saurait être grand (1). La constante de temps du circuit (C, R) étant $1,2 \cdot 10^{-6}$ seconde, l'intervalle OA sera de l'ordre de 10^{-6} seconde.

A partir de l'instant où la décharge de C a rendu conductrice la coupure δ , les condensateurs K et c se déchargent

(1) Au cours de leur étude des potentiels explosifs, MM. ABRAHAM et VILLARD ont été d'ailleurs conduits à penser que, dans le cas où un condensateur tel que C est chargé très brusquement, *il n'y a pas de retard* à l'étincelle. Nos expériences confirmeront cette façon de voir.

lentement, en raison de la grande capacité de K. La valeur élevée de R fait que cette « queue d'étincelle » est très peu éclairante.

En résumé, lorsqu'on décharge dans le système (C, c) le

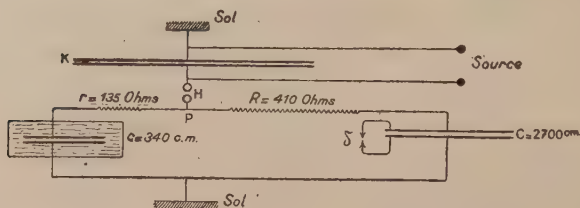


Fig. 7.

condensateur K chargé au potentiel $\mathcal{V}_0$, le processus des phénomènes qui nous intéressent est le suivant :

v , différence de potentiel entre les armatures du condensateur de Kerr croît suivant OFE' (fig. 8), pendant 10^{-6} seconde. Une étincelle brillante jaillit alors pendant le temps très



Fig. 8.

court EE_1 . En même temps $\mathcal{V}$ et v commencent à décroître très lentement selon la courbe E'/G.

La pratique nous a conduit à donner au condensateur K une capacité de $13.500 \text{ cm.} = 1,5 \cdot 10^{-8}$ farad. La constante de temps du circuit (KR) est dès lors $0,62 \cdot 10^{-5}$ seconde. Il en résulte que la diminution de $\mathcal{V}$, et par suite de v , entre les

ordonnées EE' et $E_1E'_1$ (intervalle de temps de 1 ou $2 \cdot 10^{-7}$ seconde) est absolument négligeable. La seule conséquence de la valeur relativement petite choisie pour K est de faire descendre v un peu au-dessous de $\mathcal{V}_0$ avant qu'éclate l'étincelle éclairante δ .

Si nous prenons l'étincelle δ comme source lumineuse, nous sommes dans les conditions requises pour mesurer le rapport des retards absolus. Mais, avant de passer à la réalisation pratique de ce dispositif, nous devons démontrer que l'effet Joule restera pratiquement nul lorsque les phénomènes précédents se répéteront une dizaine de fois par seconde.

Suppression de l'effet de Joule. — Nous avons étudié, avant toute mesure, la conductibilité de la nitrobenzine. Il n'entre pas dans le cadre de ce travail d'analyser les résultats obtenus, mais seulement de les utiliser.

Versons de la nitrobenzine dans la cuve de Kerr, et maintenons entre les armatures du condensateur une différence de potentiel de 400 volts. La résistance du condensateur (évaluée sous 400 volts), est d'abord de 70.000 ohms. Au bout de deux jours d'électrolyse, elle passe à 2,5 mégohms. Nous avons même réalisé des résistances de 7 mégohms. M. Lemoine a constaté autrefois des phénomènes analogues.

Cette valeur de la résistance se maintient du même ordre de grandeur pendant des heures. Si le liquide est abandonné plusieurs jours à lui-même, il faut recommencer l'électrolyse ; le résultat final est seulement plus vite atteint.

Dans l'intervalle de nos expériences, nous avons toujours maintenu la nitrobenzine sous tension, sauf dans l'heure qui précède les mesures, afin de permettre à l'équilibre de température de se réaliser parfaitement.

Le sens de l'électrolyse n'est pas indifférent. En effet, si l'on renverse le sens du courant, on obtient une courbe du genre de celle de la figure 9. Or chacun des condensateurs K , C , c a une armature au sol, et l'on décharge dans le système la seconde armature du condensateur K chargée *néga-*

tivement. Il faut donc avoir soin, dans l'électrolyse, que l'armature isolée du condensateur de Kerr soit reliée au pôle *négalif* de la batterie d'accumulateurs.

Cela posé, nous pouvons distinguer dans l'échauffement du condensateur de Kerr deux périodes :

1° Période de charge. — Soit $r' \cong 2.10^6$ ohms la résistance intérieure du condensateur de Kerr, et supposons

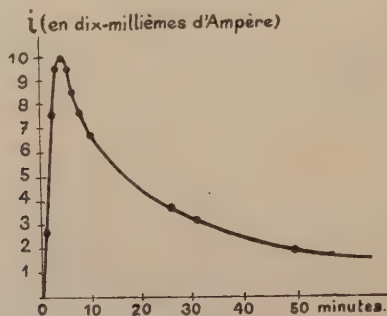


Fig. 9.

$\mathcal{V}_0 = 15.000$ volts, ainsi que nous l'avons prévu pour nos mesures. Nous avons immédiatement une limite supérieure w_1 de l'énergie transformée en chaleur pendant la période de charge en supposant le condensateur de Kerr chargé au potentiel $\mathcal{V}_0$ pendant le temps $\theta = 10^{-6}$ seconde :

$$w_1 = \frac{\mathcal{V}_0^2}{r'} \theta = \frac{225.10^6}{2.10^6} 10^{-6} = 1,1.10^{-4} \text{ joule.}$$

2° Période de décharge. — L'énergie électrique disponible dans le condensateur K chargé au potentiel $\mathcal{V}_0$ est :

$$w = \frac{1}{2} K \mathcal{V}_0^2 = \frac{1}{2} (1,5.10^{-8}) (225.10^6) = 1,7 \text{ joule.}$$

Cette énergie se partage, au moment de la décharge, entre les deux résistances en parallèle r' (résistance intérieure du condensateur de Kerr) et R (résistance du circuit d'éclairage).

Les énergies dw_2 et dW dissipées sous forme de chaleur dans les deux résistances r' et R pendant le temps dt sont :

$$dw_2 = \frac{\mathcal{V}_1^2}{r'} dt \quad \text{et} \quad dW = \frac{\mathcal{V}_2^2}{R} dt.$$

Donc les énergies totales w_2 et W dissipées dans le condensateur de Kerr et dans la résistance R pendant la période de décharge sont en raison inverse des résistances de ces deux circuits :

$$\frac{w_2}{W} = \frac{R}{r'} = \frac{410}{2.10^6} = 2,05.10^{-4}$$

$$w_2 = 1,7.2,05.10^{-4} = 3,5.10^{-4} \text{ joule.}$$

L'élévation de température dans le condensateur de Kerr provient de l'énergie totale

$$w = w_1 + w_2 = 4,6.10^{-4} \text{ joule.}$$

D'autre part une expérience préliminaire nous a montré que si, par décharge d'un condensateur, on dégage dans le condensateur de Kerr immergé dans la nitrobenzine $1/2$ joule sous forme de chaleur, les franges (jaune-vert) observées dans la lunette font un bond de $1/3$ de frange environ vers le bas du champ.

L'erreur par effet Joule pour une seule décharge du condensateur K peut donc être évaluée à :

$$\frac{2}{3} . 4,6.10^{-4} = 3.10^{-4} \text{ interfrange.}$$

Autrement dit, si les décharges ont lieu à la cadence de 10 à la seconde, les franges descendront dans le champ à la vitesse moyenne de *3 millièmes d'interfrange à la seconde*, en supposant le cas le plus défavorable où cette chaleur ne se dissipe pas. En fait, nous verrons que l'expérience peut, bien que cela ne soit nullement nécessaire, durer des dizaines de seconde et même des minutes sans déplacement observable des franges.

Réalisation pratique de la méthode.

1° *Partie électrique.* — Les deux résistances R et r sont constituées par deux tubes en T dont la grosse branche, horizontale, est remplie d'une solution de sulfate de cuivre. Les branches verticales permettent les variations de volume du liquide. La résistance R , qui tend à s'échauffer beaucoup, traverse une cuve d'eau.

Toutes les connections sont faites avec de gros fils de cuivre sous tubes de verre ; les conducteurs sont juxtaposés, de manière à rendre minimum la self des circuits.

Le condensateur K est constitué par 3 condensateurs Mosicki en parallèle ; le condensateur C est une lame de verre mince, à marges gommelaquées, comprise entre deux feuilles de papier d'étain. Les armatures du condensateur de Kerr, c , sont entièrement métalliques, afin que les équilibres de température se réalisent plus rapidement. Ces armatures, qui ont 7 mm. d'épaisseur, sont bien travaillées sur leurs faces en regard. Leurs dimensions ont été données plus haut.

Les pointes du déflagrateur δ sont en cuivre, et légèrement arrondies. Une tige doublement filetée permet de les déplacer selon la verticale, tandis que le milieu de leur intervalle reste fixe. Elles sont reliées respectivement aux deux armatures du condensateur C par deux fils de manganine de quelques centimètres de long.

Chacun des trois condensateurs K , C , c a une armature reliée en permanence au sol. Les deux armatures du condensateur K sont reliées, comme le montre la figure 7, à une source électrique qui augmente progressivement le potentiel de l'armature isolée. Quand ce potentiel atteint une valeur suffisante que nous avons appelée $\mathcal{V}_0$, une étincelle jaillit en H , entre les boules d'un micromètre à étincelles convenablement réglé. Ces boules ont 2 cm. de diamètre. Une soufflerie chasse

entre elles un vent de 30 mètres à la seconde. Le gros tube de verre qui amène le courant d'air ne touche à aucun des appareils placés sur la table d'expériences ; la soufflerie elle-même repose par des bandes de feutre sur une table particulière.

Dans nos premières observations, nous avons utilisé comme source électrique une machine de Wimshurst entraînée par un moteur. Le débit insuffisant et irrégulier de cette source aurait rendu les observations très pénibles. La solution de cette difficulté réside dans l'emploi d'un transformateur et de lampes valves.

Le transformateur (110-24.000 volts efficaces) est alimenté par le secteur (42 périodes). La tension aux bornes du primaire est réglée au moyen d'un rhéostat.

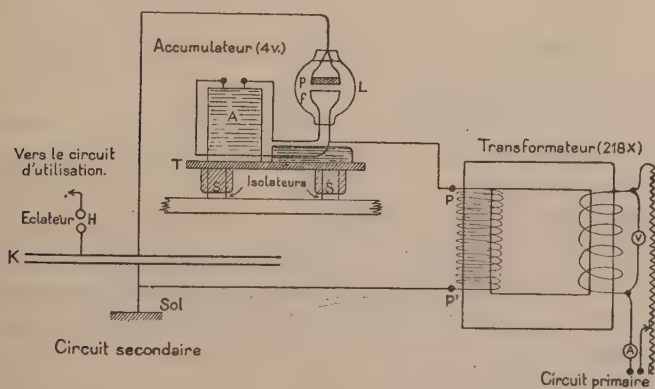


Fig. 10.

Le secondaire (fig. 10) a l'un de ses pôles P' relié au sol et à l'une des armatures du condensateur K . Le pôle P est relié à l'autre armature du condensateur K par l'intermédiaire de la valve représentée par la figure 10.

La tablette d'ébonite T est portée par 4 colonnes de diélectrine de 12 cm. de haut, recouvertes de verres renversés qui

les protègent des poussières. L'accumulateur A (4 volts) alimente le filament f de la lampe-valve L. La plaque p de cette lampe est reliée à l'armature isolée du condensateur K, qui se charge ainsi à un potentiel $\mathcal{V}$ croissant. Dès que la valve fonctionne, on observe la suite des phénomènes de décharge décrits plus haut.

On règle la cadence des étincelles en H avec le rhéostat du circuit primaire. Cette cadence peut prendre toutes les valeurs que l'on veut ; elle est toujours très régulière quand la lampe est bien vidée.

La lampe-valve est enfermée dans une boîte aérée opaque à la lumière. Le circuit du filament à incandescence est commandé à distance au moyen d'une longue tige en ébène pourvue d'une tête moletée.

Un interrupteur mu par un petit-électro-aimant permet de mettre à volonté le condensateur de Kerr dans le circuit.

Toutes les commandes sont placées sous la main de l'observateur à côté de la lunette.

2° *Partie optique.* — Le dispositif optique ne présente par rapport aux dispositifs antérieurs que des perfectionnements de détail.

L'étincelle verticale δ est au foyer d'une lentille convergente achromatique L de 50 cm. de distance focale, qui envoie sur le premier miroir de Jamin un faisceau de lumière à peu près parallèle. Une fente verticale F limite convenablement le faisceau.

La lentille L', de même axe que L, donne du filament vertical d'une lampe à incandescence projeté en S, une image qui coïncide avec δ . Les franges observées dans cette image, sont très utiles pour les réglages, et aussi comme repère. On a avantage à ne pas les superposer exactement aux franges d'étincelle. Il suffit pour cela, les réglages terminés, de désaxer légèrement le système S, L'.

En E est disposé un filtre Wratten, qui rend la lumière suffisamment monochromatique pour des mesures précises.

le nicol de 90° : les vibrations horizontales (parallèles au champ) sont tellement affaiblies par les deux réflexions successives qu'on pourrait se passer du nicol pour étudier l'action du champ sur l'autre composante. En conséquence les franges qui correspondent aux vibrations horizontales sont très pâles et ne permettent pas de pointés aussi précis que les autres.

On tourne aisément la difficulté en interposant sur le trajet des faisceaux deux lames de mica M et M', demi-onde pour les radiations moyennes de la lumière utilisée. La plu-

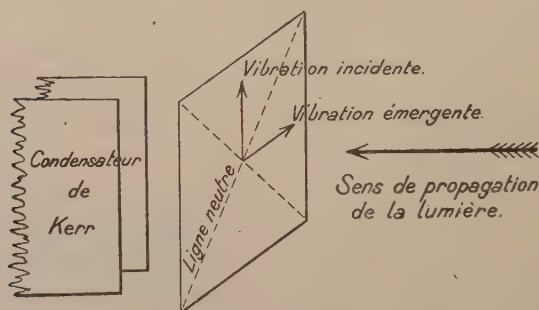


Fig. 12.

part de nos mesures ont été effectuées pour le jaune-vert, avec deux lames demi-onde pour la longueur d'onde moyenne $\lambda = 0,54 \mu$. Le fonctionnement de ces lames est très simple. Le plan de vibration du nicol N est réglé verticalement. Quand les lignes neutres coïncident avec l'horizontale et la verticale, les lames n'interviennent pas. Quand elles sont à 45° sur l'horizon (fig. 12), une vibration incidente verticale de longueur d'onde $\lambda = 0,54 \mu$ est transformée, avant d'entrer dans la cuve de Kerr, en une vibration rectiligne horizontale. A la sortie de la cuve, cette vibration est reprise par la seconde lame, et donne à nouveau une vibration verticale. Grâce à cet artifice, les deux systèmes de franges que nous voulons étudier auront le même éclat.

Les lames M et M' sont fixées dans deux bonnettes pourvues des réglages nécessaires, et portées par un même bâti. Deux leviers mobiles entre deux butoirs permettant d'amener instantanément chaque bonnette à la position utile.

Le montage entier est supporté par une table massive à six pieds entretoisée dans tous les sens, et reposant sur un sol bétonné. La stabilité des franges est complète.

Contrôle expérimental du dispositif.

Nous avons contrôlé en détail le fonctionnement du dispositif décrit ci-dessus.

Les observations suivantes ont été faites sans filtre lumineux, c'est-à-dire en lumière blanche. Le réglage donne généralement dans ce cas une frange centrale sensiblement achromatique.

1° Les franges horizontales continues observées dans l'image du filament vertical restent parfaitement nettes quand le dispositif électrique fonctionne : en effet, elles ne doivent être déplacées que 10 fois par seconde, chaque fois pendant un temps de l'ordre de cent-millième de seconde ;

2° Le condensateur de Kerr étant mis en circuit, ces franges restent en place, même quand l'expérience dure plusieurs dizaines de secondes. Donc l'effet Joule est pratiquement supprimé. Si au contraire on empêche l'étincelle éclairante d'éclater en δ , par exemple en introduisant une lame de mica entre les pointes du déflagrateur, les franges se brouillent instantanément, parce qu'alors le condensateur K se décharge complètement à travers le condensateur de Kerr ;

3° Les franges d'étincelle coïncident exactement avec les franges fixes quand le condensateur de Kerr est mis hors du circuit ;

4° Lorsqu'on chauffe peu à peu le liquide situé entre les armatures du condensateur de Kerr, par exemple en opérant sur de la nitrobenzine non électrolysée depuis plusieurs

jours, les deux systèmes de franges descendent simultanément d'une petite quantité à chaque décharge : un déplacement des franges *vers le bas* du champ correspond donc à une *avance* pour le faisceau qui passe entre les armatures ;

5° Mettons hors du circuit le condensateur de Kerr et supprimons le condensateur C qui nourrit l'étincelle ; les franges d'étincelle, primitivement éclatantes, deviennent presque invisibles. Ces franges ne sont plus dues en effet qu'à l'étincelle pâle et de longue durée qui correspond à la décharge du condensateur K à travers la résistance R. Ce détail est important : quand, après l'éclairage instantané, le condensateur K se décharge « lentement », les franges reviennent à leur position initiale, et elles doivent être pratiquement invisibles pendant ce déplacement ;

6° Lorsqu'on introduit le condensateur de Kerr dans le circuit, le système des franges dues aux vibrations parallèles au champ fait, par rapport aux franges immobiles du filament, un bond *vers le haut* du champ ;

Les franges dues aux vibrations *perpendiculaires au champ* font un bond *vers le bas* du champ, inférieur en valeur absolue au précédent.

Il résulte de là que : *les vibrations parallèles au champ sont retardées ; les vibrations perpendiculaires au champ sont avancées ; le retard est plus grand que l'avance.*

Dans les deux cas, les franges déplacées sont parfaitement nettes, et immobiles dans le sens vertical : La méthode va nous permettre des mesures précises.

Selon la grandeur du déplacement, le système de franges, primitivement à frange centrale achromatique, perd généralement cette propriété. Il peut même avoir pour centre une frange noire. Ce résultat ne doit pas surprendre, étant donnée la grande dispersion du phénomène de Kerr. Pour faire des observations quantitatives, il faut donc opérer avec de la lumière sensiblement monochromatique. Mais alors on

ne peut plus suivre avec le réticule le déplacement des franges, qui doit être de plusieurs interfranges, pour de bonnes mesures. Nous verrons plus loin au chapitre intitulé : Mesures, un procédé qui permet de lever cette difficulté ;

7° Nous verrons plus tard à propos du sulfure de carbone une confirmation remarquable du raisonnement qui nous a guidé pour éliminer l'électrostriction ;

8° Dans le cas de la nitrobenzine, les expériences de contrôle les plus importantes concernent les *durées de charge du condensateur de Kerr*. Elles se rapportent au principe même de la méthode :

La décharge du condensateur C suit-elle celle du condensateur K à un millionième de seconde environ, comme le calcul des circuits le fait prévoir ? Quelle est la durée efficace de l'étincelle δ ?

Nous avons effectué ces contrôles à l'aide du miroir

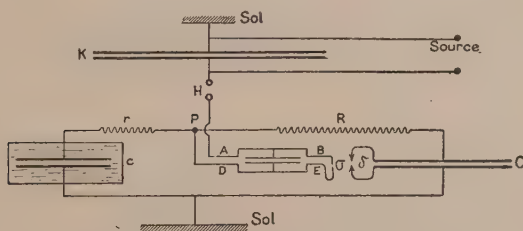


Fig. 13.

tournant. L'étincelle du micromètre ne jaillit pas entre deux points fixes. On ne peut donc songer à faire de cette étincelle une image voisine de l'étincelle éclairante δ , pour reprendre ensuite l'ensemble de ces deux sources au miroir tournant.

Nous avons en conséquence modifié légèrement (fig. 13) le montage de la figure 7.

Quand l'étincelle éclate en H, le courant de décharge, au lieu de gagner directement la borne P, parcourt le circuit HABEDP pourvu d'une très petite coupure en σ , voisine

de δ . L'étincelle est rendue plus brillante grâce à un petit condensateur γ en mica, de quelques dizaines de cm. de capacité.

Nous nous sommes assuré que la mise en court-circuit du système ABED ne change absolument rien, en aucun cas, aux phénomènes observés.

L'étincelle σ jaillit nécessairement au commencement de la charge du système C, c.

L'étincelle δ jaillit au moment où l'on éclaire le condensateur de Kerr.

C'est l'intervalle de temps θ de ces deux étincelles qu'il s'agit de mesurer.

A cet effet les deux sources δ et σ sont disposées au voisinage du centre de courbure d'un miroir tournant d'environ

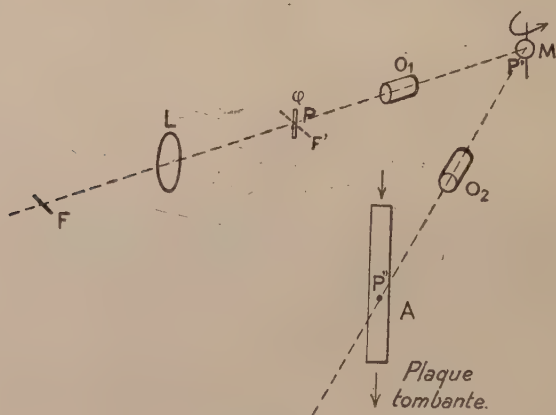


Fig 14.

2 m. de rayon. Pour une orientation convenable du miroir, celui-ci donne de δ et σ deux images δ' et σ' sur une plaque photographique 9×12 suffisamment protégée contre la lumière parasite par un long tube de bois. Les diverses mesures utilisent sur le cliché des bandes successives de 1 cm. de haut, parallèles au petit côté. La distance du plan du cliché à l'axe du miroir est de 1.954 mm.

Il faut connaître la vitesse de rotation du miroir. Pour avoir cette vitesse, à un instant donné, on inscrit chaque demi-tour du miroir sur une plaque sensible qui tombe dans un temps connu ⁽¹⁾. Un filament de tungstène parcouru par un courant de 25 ampères est disposé horizontalement sur l'axe d'une lentille achromatique L de 15 cm. de distance focale, et à 30 cm. de celle-ci. La lentille L donne du filament F une image égale F' sur une fente fine verticale φ .

F, L et φ font partie d'un système clos réglé une fois pour toutes. Cet appareil définit par le croisement F' et φ un point lumineux fixe très brillant P.

Un objectif photographique O₁, donne de P une image P' sur le miroir tournant M. Un second objectif O₂ donne de P' une image P'' sur une plaque sensible A qui tombe d'un mouvement uniformément accéléré.

La plaque A (4 cm. 3 × 18 cm.) est portée par un châssis dont la chute est guidée par deux glissières verticales huilées.

La position de départ est déterminée par le contact de la partie supérieure du châssis avec un électro-aimant fixe entre les glissières.

La chute de la plaque s'effectue dans une boîte opaque à la lumière. Un même bouton moleté commande d'abord l'ouverture du trou qui donne passage au faisceau lumineux, puis la rupture du circuit de l'électro-aimant et la chute de la plaque.

Nous avons étalonné la chute à l'aide d'un diapason effectuant 80, 89 vibrations par seconde à 17°. L'image d'un trou porté par l'extrémité d'une des branches a donné, dans deux chutes successives, les courbes sinueuses reproduites en réduction (voir figure 15). En prenant les précautions usitées

(1) Ce dispositif a déjà été réalisé en partie par M. COTTON avec le concours de MM. CHAUMONT et BRUHAT.

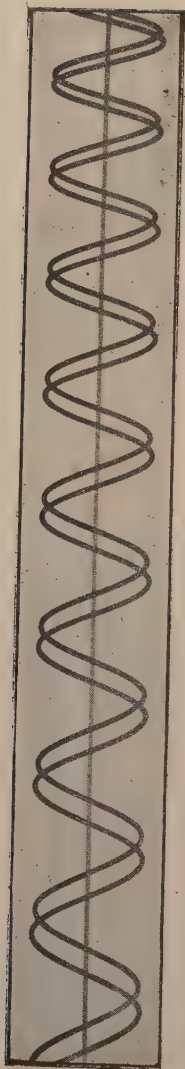


Fig. 15.

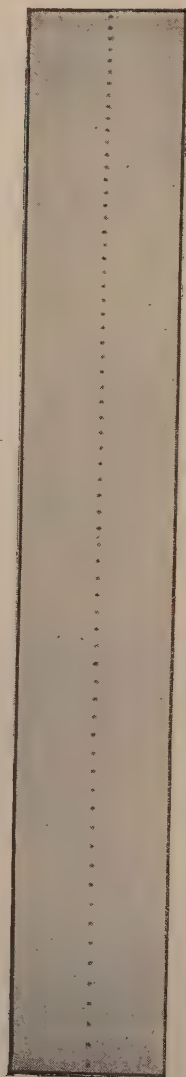


Fig. 16.

en pareil cas pour la lecture, nous avons déduit de l'une des courbes du cliché le tableau suivant :

Points	Ordonnées de chute à partir du bord inférieur du cliché.	Temps de chute en périodes du diapason.
	— millim. —	—
1	3,3	0
2	17,2	T
3	32,6	2T
4	49,3	3T
5	67,5	4T
6	87,2	5T
7	108,2	6T
8	130,6	7T
9	154,5	8T

La parabole correspondante a été construite avec soin sur papier quadrillé. L'accélération de la chute (ralentie par le

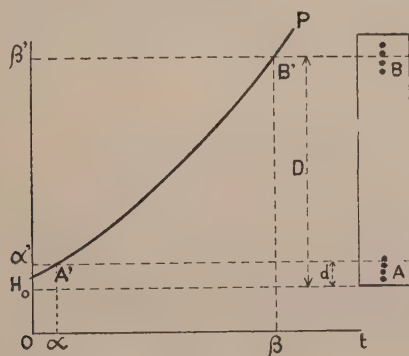


Fig. 17.

frottement) est 938 cgs, valeur très voisine de celle qui a été trouvée dans d'autres expériences.

La distance OH_0 (fig. 17) entre le bord inférieur de la plaque sensible (point de départ) et le bas du point lumineux P'' qui sert de repère est :

$$OH_0 = 57 \text{ mm, 1.}$$

Avec le dispositif de la figure 14, chaque demi-rotation du miroir sera marquée par un point, parce que le miroir M a ses deux faces concaves et argentées.

La figure 16 donne une reproduction réduite d'un cliché.

Des distances respectives D et d de deux points A et B du cliché (fig. 17) au bord inférieur de ce cliché on déduit immédiatement l'intervalle de temps cherché $\alpha\beta$.

S'il y a n intervalles de points entre A et B, le nombre N de tours du miroir par seconde est :

$$N = \frac{n}{2(\alpha\beta) \text{ secondes.}}$$

La longueur de la circonférence décrite par les images des étincelles est :

$$l = 2\pi \times 195 \text{ cm. } 4 = 1.227 \text{ cm. } 7.$$

Soit a_0 la distance des images δ' et σ' quand le miroir ne tourne pas, a leur distance quand le miroir tourne à raison de N tours par seconde. L'intervalle de temps qui sépare la production de ces deux images est donné par la formule :

$$\Theta = \frac{1}{N} \frac{a - a_0}{2l}.$$

Exemple de mesure de Θ . — Le calcul des circuits, et les premières mesures du rapport des retards absolus se rapportent aux conditions suivantes :

Distances des boules de l'éclateur :

$$H = 4 \text{ mm, } 70.$$

Distances des pointes du déflagrateur :

$$\delta = 2 \text{ mm, } 95.$$

Le diamètre des boules de l'éclateur est, comme dans tous les autres cas, égal à 2 cm. Dans ces conditions $\mathcal{V}_0 = 17.000$ volts.

Quand le miroir ne tourne pas, la distance des deux images δ' et σ' est :

$$a_0 = 2 \text{ mm, } 2.$$

Nous avons fait quatre expériences, dont les résultats sont résumés par le tableau suivant :

N	a	$a-a_0$	Θ
	millim.	millim.	
319	9,6	7,4	$0,94 \cdot 10^{-6}$ sec.
309	9,2	7,0	$0,90 \cdot 10^{-6}$ »
298	9,0	6,8	$0,92 \cdot 10^{-6}$ »
298,5	9,0	6,8	$0,92 \cdot 10^{-6}$ »

Lorsqu'on regarde le cliché du côté de la gélatine, les deux étincelles apparaissent étalées sur la gauche. Les distances a sont, bien entendu, mesurées de bord droit à bord droit, ces deux bords étant seuls nets.

Nous déduisons des mesures qui précèdent la valeur moyenne de Θ :

$$\Theta = 0,92 \cdot 10^{-6} \text{ seconde.}$$

Ce temps est bien de l'ordre de grandeur prévu.

Les petits écarts constatés entre les mesures proviennent principalement de ce que la résistance R s'échauffe lentement pendant la production des 200 étincelles de chaque expérience.

On pourrait remédier à cette cause d'erreur dans la mesure de Θ . Mais cette précaution n'est pas nécessaire car la précision obtenue suffit largement pour le but que nous nous proposons.

Nous donnons ci-contre (fig. 18) la reproduction d'un cliché. L'examen du cliché montre que, comme on pouvait le prévoir, l'éclat de l'étincelle diminue très vite en fonction du temps.

La plaque Lumière (étiquette violette) est violemment impressionnée pendant 1 ou $2 \cdot 10^{-7}$ seconde ; toute impression cesse après 3 ou $4 \cdot 10^{-7}$ seconde. Quant à la queue très longue dont nous avons parlé dans la discussion de la

méthode, et dont la durée est de l'ordre de 10^{-5} seconde, elle ne peut évidemment laisser de trace, puisque, même au repos, l'étincelle correspondante impressionne à grand'peine le cliché. Elle s'étalerait ici sur 6 ou 7 cm.

De même on ne voit que la région de tête de la petite étincelle σ .

Nous remarquerons aussi que l'étincelle δ ne présente pas

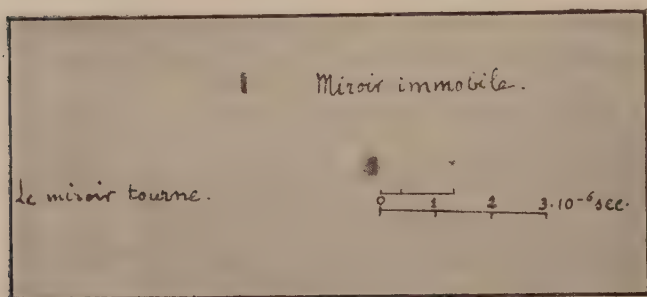


Fig. 18.

trace d'oscillation. Cette condition n'est du reste nullement nécessaire. Une courte durée efficace est seule indispensable ⁽¹⁾.

IV

MESURES

I₁ — MESURES RELATIVES A LA NITROBENZINE

Nous avons signalé qu'il était nécessaire, pour faire des mesures précises, d'utiliser une lumière suffisamment monochromatique.

(1) MM. ABRAHAM et LEMOINE (*loc. cit*) ont établi une méthode de charge lente, avec décharge brusque et éclairage instantané, ou de charge brusque, éclairage instantané et décharge lente. Cette méthode a rendu les plus grands services pour évaluer une

Nous distinguerons deux parties dans les mesures relatives à la nitrobenzine :

1^o Etude du rapport des retards absolus pour une lumière de longueur d'onde moyenne déterminée et des durées de charge Θ variables.

2^o Etude du rapport des retards absolus pour une valeur donnée de Θ lorsque la longueur d'onde moyenne de la lumière varie.

Les résultats obtenus se coordonnent avec la plus grande simplicité.

Première partie.

Pour des raisons de visibilité optima, nous avons utilisé un filtre jaune-vert et un déflagrateur à pointes de cuivre.

Réalisation du déplacement continu des franges. — Pour pouvoir suivre les franges dans leurs déplacements, qui sont de l'ordre de un ou plusieurs interfranges, il est nécessaire de réaliser leur déplacement continu.

On peut y parvenir en shuntant le condensateur de Kerr par une résistance R variable de 0 à l'infini (fig. 17).

Lorsque $R = 0$, le champ h est constamment nul dans le condensateur de Kerr, qui se trouve en court-circuit. Lorsque R est infinie, le champ reprend au moment de l'étincelle la valeur primitive, h_0 qu'il avait avant l'adjonction de R .

On voit aisément que, lorsque R croît de 0 à l'infini, le champ h varie d'une manière continue de 0 à h_0 . Simultanément, nous observerons un déplacement continu des franges d'étincelle entre leur position de zéro et leur écart maximum.

limite supérieure de la durée d'établissement du phénomène de Kerr.

Elle ne saurait être utilisée ici car il faut réaliser *à la fois* les trois opérations suivantes : charge brusque, éclairage instantané et décharge brusque pour supprimer les deux phénomènes parasites qui empêchent les mesures.

Cependant il faut que dans les conditions définies plus haut (Distance des boules du micromètre $H = 4$ mm, 70 et $\delta = 2$ mm, 95) il jaillisse encore des étincelles au déflagra-

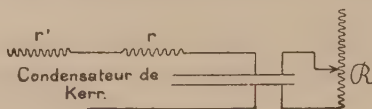


Fig. 19.

teur lorsque le condensateur de Kerr c est en court-circuit; autrement dit il faut que le condensateur K , qui se décharge à travers la résistance r , ne se décharge pas trop vite; sans quoi le condensateur C ne pourrait pas atteindre le potentiel explosif qui correspond à la distance δ des points.

Il faut pour cela ajouter d'abord quelques centaines d'ohms à r , et les supprimer quand R a pris une valeur suffisante. Cette résistance auxiliaire est figurée en r' .

La résistance R est un tube d'eau vertical, pourvu de deux pistons de cuivre, le piston inférieur est fixe et relié à l'une des armatures du condensateur c ; l'autre piston est mobile et relié à la seconde armature. On déplace ce dernier à l'aide d'un levier coudé en verre manœuvré à la main.

Lorsque la branche verticale du levier arrive à la fin de sa course, un dispositif mécanique met en court-circuit la résistance auxiliaire r' .

Ces opérations sont résumées par le tableau suivant :

	Etat initial	Etat final
r	135 ohms.	135 ohms.
r'	Quelques centaines d'ohms.	0
R	0	
Franges	Déplacement nul.	Déplacement maximum.

L'état final est bien le même qu'avant l'adjonction du nouvel appareil.

Lorsqu'on manœuvre le levier, on voit les franges d'étincelle monter ou descendre à volonté avec une régularité

parfaite à côté des franges immobiles observées dans le filament de la lampe à incandescence, avec la même fidélité que si l'on déplaçait à la main des franges dessinées sur une feuille de papier.

Mode d'observation. — L'oculaire de la lunette est pourvu de deux fils ; l'un est fixe, c'est-à-dire solidaire de la lunette ; l'autre est mobile ; ses déplacements sont repérés par les rotations du tambour divisé.

La lunette est pourvue d'un trépied muni de vis calantes. En agissant sur la vis convenable, on fait monter ou descendre le fil fixe du réticule devant les franges.

Pour chaque mesure, il convient de réaliser les opérations suivantes :

1° Bissecter avec le fil fixe la frange jaune-vert qui occupe la position de la frange centrale en lumière blanche.

2° Amener ensuite le fil mobile à bissecter cette même frange déplacée.

3° Ramener les franges à la position de zéro et vérifier que le fil fixe bissecte toujours exactement la frange centrale.

Pour chaque détermination du rapport ρ des retards absolus nous effectuons 24 observations, à raison de 12 pour chaque déplacement. Nous avons fait quatre déterminations principales du rapport ρ correspondant à différentes valeurs de la *durée de charge* Θ .

1° — $\Theta = 9,2 \cdot 10^{-7}$ seconde. — Cette valeur correspond à l'exemple de mesure de la durée de charge donné plus haut.

Appelons Δ_1 le déplacement des franges vers le bas (avance) et Δ_2 le déplacement vers le haut (retard) qui correspondent aux deux positions principales des lames demi-onde.

L'intervalle de deux franges jaune-vert est de 32 divisions, 5 du tambour.

Les déplacements, évalués en division du tambour, sont donnés par le tableau suivant :

Δ_1	Δ_2
34	»
35	»
34,5	»
35	»
34	»
34,5	»
»	68
»	69
»	68,5
»	69
»	68,5
»	68
34	»
34	»
34	»
34,5	»
34	»
34,5	»
»	68,5
»	67,5
»	68,5
»	68
»	68,5
»	68
Moyenne :	34,33
	68,33

On déduit de là :

$$\rho = -\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -1,99$$

Ce résultat présente un accord remarquable avec la théorie de l'orientation. Il convient toutefois de le contrôler pour d'autres valeurs de la durée de charge Θ . A cet effet, nous avons remplacé la résistance $R = 410^{\omega}$ du condensateur d'étincelle C par une colonne de hauteur variable d'une solution de sulfate de cuivre.

Cette résistance variable est refroidie par un gros tube d'eau de même axe. R pouvait ainsi varier de 0 à 1.500 ohms,

ce qui nous a permis de faire varier la durée de charge Θ entre des limites suffisantes.

2° — $\Theta = 4,6.10^{-7}$ seconde. — La durée de charge Θ est évaluée d'après les données suivantes :

Ecart des étincelles quand le miroir est au repos . . . $a_0 = 2$ mm, 5.

Ecart des étincelles quand le miroir tourne $a = 7$ mm, 5.

D'où $a - a_0 = 5$ mm, 0.

D'autre part, sur la plaque de chute, de 3 mm, 7 à 162 mm, 0, on compte 90 intervalles : d'où le nombre de tours du miroir :

$$N = 440 \quad \text{et} \quad \Theta = \frac{5}{440 \times 24.154} = 4,6.10^{-7}$$

Nous avons obtenu le tableau suivant :

Δ_1	Δ_2
—	—
24	»
24	»
24,5	»
25	»
24	»
24,5	»
»	48,5
»	49
»	49
»	48,5
»	50
»	50
24	»
25	»
24,5	»
24	»
24,5	»
25	»
»	49
»	50

Δ_1		Δ_2
$\frac{\Delta_1}{\quad}$		$\frac{\Delta_2}{\quad}$
»		49
»		50
»		48,5
»		49
Moyenne : $\frac{\quad}{24,4}$		$\frac{\quad}{49,2}$

D'où le rapport des retards :

$$\rho = -\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -2,01$$

Ce résultat est en bon accord avec le précédent.

Lorsque nous avons voulu atteindre des valeurs de la durée de charge Θ notablement plus courtes, les franges ont à peu près disparu, comme on pouvait le prévoir. En effet, la résistance R diminuant, les franges restent de plus en plus brillantes pendant la décharge totale du système ; comme elles se déplacent pendant ce temps, elles apparaissent de plus en plus lavées de jaune-vert à mesure que R décroît. Les mesures perdent vite leur précision.

D'autre part, si l'on cherche à diminuer la capacité du condensateur C , l'éclat des franges diminue de plus en plus.

3° — $\Theta = 16.10^{-7}$ seconde. — Dans l'expérience actuelle, nous conservons le même condensateur C que dans les deux mesures précédentes, et nous donnons à R la plus grande valeur qui ne produit pas d'effet Joule sensible pendant la durée d'une observation.

Les données expérimentales qui déterminent la durée de charge sont les suivantes :

$$a_0 = 2 \text{ mm}, 5 \quad a = 13 \text{ mm.} \quad a - a_0 = 10 \text{ mm}, 5$$

Plaqué de chute : de 3 mm, 2 à 161 mm, 4, 54 intervalles.

D'où :

$$N = 264$$

$$\Theta = \frac{10,5}{264 \times 24,554} = 16.10^{-7} \text{ seconde}$$

Nous reproduisons ci-dessous le tableau des résultats :

Δ_1	Δ_2
36	»
36	»
35,5	»
37	»
36,5	»
36	»
»	74
»	73
»	74
»	74,5
»	74
»	74
36,5	»
36	»
37	»
36	»
37	»
36,5	»
»	73
»	73,5
»	74
»	73
»	74,5
»	74
Moyenne : 36,3	73,8

$$\rho = -\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -2,03$$

$4^\circ - \Theta = 27 \cdot 10^{-7}$ seconde. — On peut aller plus loin sans être gêné par l'effet Joule à condition d'augmenter la constante de temps du circuit d'éclairage en faisant croître non pas R, mais la capacité du condensateur C : en effet, on n'augmente pas ainsi la durée totale de décharge du système.

Nous avons pris $C = 6.400$ cm. et ramené R à sa valeur normale de 410 ohms. L'écart des boules du micromètre à étincelles a été porté à 5 mm. 70 .

Les déplacements des franges sont un peu plus grands que précédemment ; mais les franges sont un peu moins stables ; elles manifestent dans le sens vertical une légère trépidation qui rend les observations fatigantes.

Nous avons obtenu le tableau :

Δ_1	A_2
$\overline{42}$	$\overline{}$
42	»
42	»
41	»
44	»
42	»
43	»
»	87
»	87,5
»	85
»	87
»	86,5
»	86
42	»
42	»
43	»
42	»
42	»
42	»
»	85,5
»	87
»	85
»	86
»	85
»	86
Moyenne : $\overline{42,2}$	$\overline{86,12}$

$$\rho = -\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -2,04$$

Les photographies qui servent à déterminer Θ donnent :

$$a_0 = 2 \text{ mm}, 4 \quad a = 29 \text{ mm}, 7 \quad a - a_0 = 27 \text{ mm}, 3.$$

Plaque de chute de : 3 mm, 5 à 161 mm, 6, 85 intervalles.

$$N = 416,5$$

$$\Theta = \frac{27,3}{416,5 \times 24.554} = 27 \cdot 10^{-7} \text{ seconde.}$$

Conclusion. — Bien que la précision des mesures diminue lorsqu'on fait croître les durées de charge, il est hors de doute que la valeur absolue de ρ devient légèrement supérieure à 2 lorsque Θ dépasse le millionième de seconde. Ce résultat a été contrôlé par d'autres mesures, très nombreuses, qui ont donné des résultats du même ordre que les précédentes.

Il ne s'explique pas par une erreur due à l'effet Joule. En effet si, à notre insu, les mesures avaient été troublées pour ce motif, ce qui est invraisemblable étant donné le mode opératoire, la valeur absolue de ρ diminuerait. En effet, l'effet thermique aurait pour résultat d'augmenter Δ_1 et de diminuer Δ_2 .

Par contre, le léger écart constaté pourrait s'expliquer par un commencement d'électrostriction.

La conductibilité de la nitrobenzine ne permet malheureusement pas de faire des mesures précises pour des valeurs plus grandes de la durée de charge.

La séparation nette du phénomène d'électrostriction exige de meilleurs isolants.

Seconde partie.

Avant d'étudier le sulfure de carbone, nous avons tenu à voir, dans le cas très favorable de la nitrobenzine, si le rapport des retards absolus dépend de la longueur d'onde.

Le filtre lumineux précédemment utilisé était le filtre

Wratten B, (jaune-vert — $0\mu, 45$ à $0\mu, 60$). Le mica était demi-onde pour

$$\lambda = 0\mu, 54.$$

Pour une durée de charge $\Theta = 9,2 \cdot 10^{-7}$ seconde, nous avons trouvé, dans ces conditions, comme rapport des retards absolus :

$$\rho = -1,99.$$

L'interfrange correspondant à 32,5 divisions du tambour, la biréfringence observée était alors de

$$\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{32,5} = 3,16 \text{ interfranges.}$$

Nous avons conservé pour les mesures suivantes la même durée de charge.

En lumière rouge (filtre Wratten A), avec deux lames demi-onde pour la longueur d'onde moyenne $\lambda = 0\mu, 62$, nous avons obtenu :

Déplacements moyens :

$$\Delta_1 = 31,5 \quad \Delta_2 = 63,4.$$

$$\rho = -\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -2,01.$$

Corrélativement, l'interfrange étant maintenant mesuré par 34 divisions du tambour, nous remarquerons que

$$\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{34} = 2,79 \text{ interfranges rouges.}$$

Nous avons fait enfin des mesures analogues *en lumière bleue*. Pour avoir assez de lumière, nous avons pris comme filtre une cuve à solution de sulfate de cuivre convenablement diluée. Le mica était demi-onde pour la longueur d'onde moyenne $\lambda = 0\mu, 44$.

Dans des conditions de montage identiques aux précédentes, nous obtenons les déplacements moyens :

$$\Delta_1 = 36,5 \quad \Delta_2 = 73$$

$$\rho = -\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -2,00$$

L'interfrange correspondant à 29 divisions du tambour :

$$\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{29} = 3,78 \text{ interfranges bleus.}$$

Ainsi la lumière passant du rouge au jaune-vert et au bleu, et la différence de marche entre les deux composantes de 2,79 à 3,16 et à 3,78 longueurs d'onde, le rapport des retards absolus conserve la même valeur.

En résumé, *le rapport des retards absolus dans la nitrobenzine est égal à — 2, quelle que soit la longueur d'onde, pour des durées de charge suffisamment courtes.*

Lorsque la durée de charge croît, le rapport des retards croît légèrement, dans les limites où l'expérience permet de l'étudier.

Ces résultats sont en complet accord avec *la théorie de l'orientation moléculaire*, et avec *l'hypothèse d'une variation d'indice par l'électrostriction.*

Nous ferons pour terminer les remarques suivantes :

Remarque I. — L'étincelle source étant plus ou moins courbe les franges éprouvent en général un balancement latéral; mais elles restent toujours dans un même plan horizontal. Il importe pour l'exactitude des mesures que les fils du réticule soient exactement parallèles entre eux et la direction des franges.



Fig. 20.

Les franges perdront, naturellement, leur balancement latéral si on arrive à les localiser non dans la région de l'étincelle mais dans le plan de la fente qui diaphragme le faisceau lumineux.

Remarque II. — Les franges, qui sont très longues dans le sens horizontal, sont légèrement incurvées à leurs extrémités comme l'indique la figure 20 et dans le sens inverse du déplacement.

Nous avons été conduit à penser que le champ cesse d'être uniforme au voisinage immédiat des armatures.

Ce fait n'a aucune importance dans la mesure du rapport ρ .

Signalons dès maintenant que les franges seront toujours parfaitement rectilignes dans le cas du sulfure de carbone.

II. — MESURES RELATIVES AU SULFURE DE CARBONE

L'étude du sulfure de carbone présente un grand intérêt, non seulement parce que c'est à ce liquide que se rapportent les recherches les plus anciennes et les résultats les plus discordants, mais encore parce que son grand pouvoir isolant va nous permettre de séparer complètement les trois phénomènes qui nous ont occupé jusqu'ici : la biréfringence électrique, l'effet thermique, et l'électrostriction.

Comme la constante de Kerr du sulfure de carbone est près de 100 fois moindre que celle de la nitrobenzine, nous devons allonger le condensateur, réduire son épaisseur, et augmenter le potentiel $\mathcal{V}_0$.

Les deux armatures du condensateur sont deux lames de bronze longues de 90 cm., larges de 4 cm., épaisses de 8 mm. Les faces en regard sont dressées et polies ; leurs angles sont arrondis. L'épaisseur du champ est déterminée par huit cales de verre de 3 mm, 77 d'épaisseur sur lesquelles les lames sont ligaturées et collées.

La cuve de Kerr est un gros tube de verre de 95 cm. de long, et d'environ 6 cm, 5 de diamètre extérieur. Les bouts sont rodés, plans et parallèles ; ils sont fermés par deux glaces carrées de 4 mm. d'épaisseur suffisamment exemptes de trempe. Chacune des glaces est collée et appliquée sur le bout correspondant du tube au moyen d'un petit cadre de bois tiré par quatre ressorts à boudin. Le tube est porté par une longue planchette pourvue de deux colliers.

Le condensateur est fixé sur deux petites plates-formes de

verre horizontales adhérentes au tube. Les lames sont toujours verticales ; le plan de symétrie verticale d'une des lames passe par l'axe du tube.

La colle utilisée est la gomme arabique sucrée ; nous avons, avant le remplissage, desséché l'intérieur du tube à l'anhydride phosphorique. Moyennant cette précaution, l'ensemble de l'appareil constitue un tout rigide que l'on peut manipuler sans danger. Il est bon de protéger les joints du côté extérieur avec un vernis.

Les fils conducteurs qui aboutissent aux armatures passent par deux tubulures verticales de 3 cm. de diamètre. Ces tubulures permettent en outre de parer à des variations de volume possibles.

Il convient cette fois de protéger soigneusement le tube contre les variations de température. A cet effet, l'espace qui sépare le tube de la boîte qui le contient est rempli d'ouate. Les ouvertures terminales de la boîte sont fermées par les deux mêmes lames demi-onde que précédemment.

Malgré la longueur du champ, les réglages ne présentent aucune difficulté. On pourrait même réduire notablement l'intervalle des lames à condition de remplacer la lentille de 50 cm. de foyer par une lentille d'un mètre.

Les franges obtenues sont aussi belles que dans les mesures relatives à la nitrobenzine.

Le reste des dispositifs électrique et optique n'est pas changé.

Toutefois, pour produire des potentiels voisins de 30.000 volts, il est utile de mettre en série deux valves isolées analogues à celle qui est décrite plus haut. Les deux lampes sont commandées simultanément à distance. Les phénomènes de charge et de décharge successifs restent aussi réguliers.

Le sulfure de carbone présente qualitativement les mêmes phénomènes de résistance croissante sous la tension et de conductibilité que la nitrobenzine. Toutefois ces phénomènes

nes sont beaucoup moins marqués. Le condensateur de Kerr avait une résistance de 700 mégohms après deux jours d'électrolyse sous 300 volts.

Dans les expériences qui suivent, la distance des boules du micromètre est $H = 8$ mm, 4 et la longueur de l'étincelle $\delta = 5$ mm, 0.

Nous distinguerons dans les mesures deux parties :

10. Durées de charge très courtes.

Nous avons fait deux séries de mesures pour de faibles valeurs de *la durée de charge* Θ .

Dans le premier cas $\Theta = 0,65 \cdot 10^{-6}$ seconde. Cette valeur est déterminée par la différence des écarts des étincelles $a - a_0 = 4$ mm, 1 et le nombre de tours du miroir $N = 257$.

La moyenne des déterminations nous a donné, évalués en divisions du tambour, les déplacements $\Delta_1 = -12$ (sens d'une avance) $\Delta_2 = +24$ (sens d'un retard).

D'où le rapport des retards absolus :

$$\rho = \frac{\Delta_2}{\Delta_1} = -2,0.$$

L'interfrange (franges jaunes) correspond exactement à 30 divisions du tambour.

Dans le second cas $\Theta = 1,3 \cdot 10^{-6}$ seconde ($a - a_0 = 10$ mm, 1 $N = 315$).

Nous avons trouvé comme moyennes les deux déplacements :

$$\Delta_1 = -13,5 \quad \Delta_2 = +27$$

$$\rho = -2,0.$$

Dans le sulfure de carbone comme dans la nitrobenzine, le rapport des retards absolus est égal à -2 pour les faibles durées de charges.

2° Durées de charges progressivement croissantes.
Apparition de l'électrostriction.

L'influence de l'électrostriction, c'est-à-dire de la contraction d'un liquide en champ électrique *uniforme* n'a pas encore pu être mise en évidence dans les phénomènes de biréfringence électrique.

Himstedt seul a fait une tentative pour montrer son existence dans le cas d'un liquide de biréfringence négligible. Mais il n'a pas plus éliminé l'effet thermique dans ce cas que pour la mesure du rapport des retards absolus ; or nous verrons que cette mesure peut paraître assez incertaine, même en tant que mesure statistique.

Nous allons montrer non seulement l'influence de l'électrostriction, mais encore le mode d'établissement de ce phénomène dans un condensateur *de dimensions données*.

Nous avons adopté pour ce qui va suivre un procédé plus expéditif et pratiquement plus précis pour la mesure des durées de charge.

La constante de temps CR du circuit d'éclairage étant proportionnelle à la résistance variable R, la durée de charge Θ doit être aussi proportionnelle à R.

En effet, lorsque $R = 25.500$ ohms on trouve une différence d'écart $a - a_0 = 14$ mm, 6 entre les étincelles pour un nombre de tours du miroir $N = 19$.

D'où :

$$\Theta = 31,4 \cdot 10^{-6} \text{ seconde.} \quad (1)$$

Lorsque $R = 12.700$ ohms,

$$a - a_0 = 9 \text{ mm, } 4 \text{ pour } N = 24$$

et

$$\Theta = 16,0 \cdot 10^{-6} \text{ seconde.} \quad (2)$$

Nous pouvons donc admettre que Θ croît de :

$$\frac{31,4}{25,5} 10^{-6} = 1,23 \cdot 10^{-6} \text{ seconde}$$

par mille ohms de résistance.

Cette méthode de détermination des temps est préférable même à une mesure directe : comme celle-ci dure assez longtemps, la résistance R s'échauffe et varie notablement ; aussi avons-nous dû prendre des précautions spéciales et pénibles pour les mesures (1) et (2).

Pour opérer tout à fait correctement, il faudrait que cette résistance R fût constituée par un courant d'eau froide de longueur variable à volonté, amené par des tubes isolants. Cette disposition n'est pas très difficile à réaliser pratiquement ; nous ne l'avons pas jugée indispensable parce que l'électrostriction est en somme un phénomène « lentement variable » et que nos mesures sont bien assez précises pour montrer comment il s'établit.

Du reste, dans la mesure même du déplacement des franges, R ne varie pratiquement pas, car une ou deux secondes suffisent à un œil exercé pour faire un bon pointé.

Première phase : $\Theta < 8,1 \cdot 10^{-6}$ seconde. — Les déplacements observés sont les suivants :

en millionièmes de seconde :	Θ	2,5	4,9	7	8,1
Δ_1		— 13	— 9	— 4	0
Δ_2		+ 31,5	+ 35,5	+ 42	+ 45
$\rho' = \frac{\Delta_2}{\Delta_1}$		— 2,4	— 3,7	— 10,6	— ∞

De ce tableau et des deux mesures qui précèdent, nous déduisons la courbe des variations du rapport ρ' des retards pendant la première phase du phénomène (fig. 21).

L'électrostriction agit dans le sens d'un *retard* ; elle correspond bien à une *condensation* du liquide entre les armatures.

Pour la durée de charge $\Theta = 8,1 \cdot 10^{-6}$ seconde, l'électrostriction compense exactement la biréfringence pour la vibration (perpendiculaire au champ) primitivement avancée.

Les franges correspondantes paraissent échapper complètement à l'action du champ. Au contraire, pour les vibrations

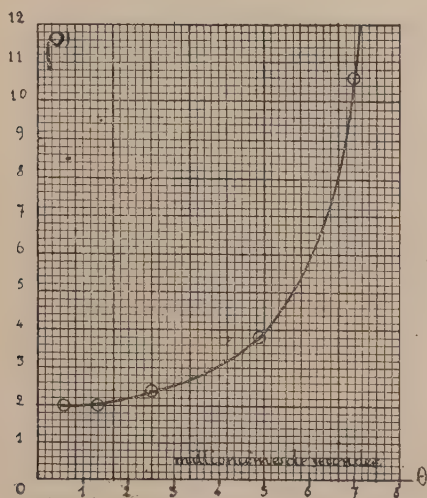


Fig. 21.

parallèles au champ, les deux retards s'ajoutent. Le déplacement vers le haut Δ_2 correspond alors à 45 divisions du tambour.

On vérifiera sur le tableau que la différence des deux déplacements reste sensiblement égale à 45 divisions. Cette différence est un peu plus faible pour les temps très courts parce que le condensateur de Kerr n'est pas encore complètement chargé au moment de l'étincelle.

Remarquons en passant que, pour $\Theta = 2,5 \cdot 10^{-6}$ seconde, $\rho' = -2,4$ dans le *sulfure de carbone*, tandis què, pour une durée de charge du même ordre, $\rho' = 2,04$ dans la *nitrobenzine*. Il semble donc que, dans ce dernier liquide, la biréfringence l'emporte de beaucoup sur l'électrostriction. Ce fait explique en particulier que les résultats des divers expérimentateurs diffèrent beaucoup moins au sujet de la nitrobenzine.

Deuxième phase : $\Theta > 8,1 \cdot 10^{-6}$ seconde. — Les franges dues aux vibrations perpendiculaires au champ se déplacent maintenant *vers le haut* : la valeur instantanée de l'électrostriction au moment de l'étincelle continue d'abord à grandir.

Ce déplacement des franges passe par un maximum, puis décroît jusqu'au voisinage de zéro. Puis il recommence à croître très légèrement, décroît à nouveau et reste ensuite constant, positif et très faible lorsque Θ continue à grandir : *l'électrostriction a pris alors sa valeur statique*. Pour des valeurs encore plus grandes de Θ les franges se troublent par suite de l'effet Joule.

Les observations sont résumées par le tableau suivant, où Θ est évalué en millionèmes de seconde :

Θ	9,8	12	20	25	30,7	35,7	41,7	49	65,6
Δ_1	+ 6	+16	+15	+ 7	0	+ 4	+ 4,5	+ 2	+ 2
Δ_2	+52	+62	+60	+51	+44	+49	+49,5	+46	+47

La différence des deux déviations est encore très sensiblement constante et égale à 45.

En somme, et en dehors de toute considération théorique, tout se passe comme si aux deux termes du rapport des retards absolus $\rho' = \frac{\Delta_2}{\Delta_1}$ venait s'ajouter un même terme positif E proportionnel, à tout instant, à la variation d'indice due à l'électrostriction. C'est ce que nous exprimerons en posant :

$$\rho' = \frac{E + 2}{E - 1}.$$

Lorsque $\Theta = 0$, $E = 0$ et $\rho' = -2$.

Nous déduisons de là :

$$E = \frac{\rho' + 2}{\rho' - 1}.$$

De $\rho' = \frac{\Delta_2}{\Delta_1}$ nous pouvons donc déduire à chaque instant

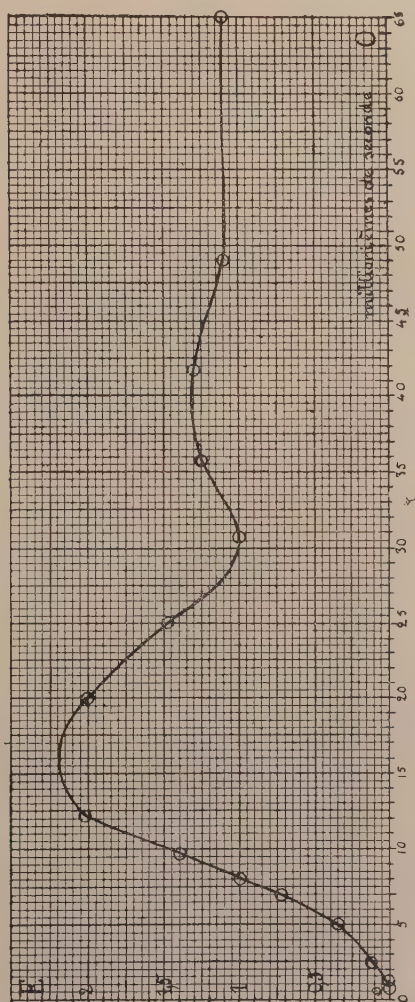


Fig. 22.

une quantité E proportionnelle au changement d'indice par électrostriction ⁽¹⁾.

(¹) D'ailleurs on déduit immédiatement de E la variation

Les variations de E sont données en fonction des résultats précédents par le tableau ci-dessous et représentées par la courbe de la figure 22 :

en millionièmes de seconde :	$\frac{\Theta}{E}$	0,65	1,3	2,5	4,9	7	8,1	9,8	12,3
		0	0	0,12	0,36	0,74	1	1,4	2,03
suite :	$\frac{\Theta}{E}$	20	25	30,7	35,7	41,7	49	65,6	
		2	1,47	1	1,26	1,3	1,1	1,1	

Les oscillations de E montrent, comme on pouvait s'y attendre, que le liquide, brusquement aspiré entre les armatures, ne prend sa position d'équilibre qu'après quelques vibrations.

La méthode permet de saisir successivement leurs diverses phases, du moins tant que l'amplitude n'est pas devenue trop petite.

Le système oscillant est à vrai dire fort complexe de nature et de forme. Toutefois il convient de noter qu'une perturbation qui se propage dans le sulfure de carbone avec la vitesse du son, soit 1.170 mètres à la seconde, mettrait $17 \cdot 10^{-6}$ seconde pour parcourir les deux centimètres qui séparent les bords du centre du champ. Or le temps d'établissement du premier maximum est justement du même ordre.

Remarquons en terminant que la valeur statique de E , soit 1,1 se trouve de l'ordre de grandeur calculable pour le sulfure de carbone. Alors que les déplacements Δ_2 sont égaux à 47 (un interfrange et demi), les déplacements Δ_1 sont à peine perceptibles. Nos résultats sont donc pleinement d'accord avec ceux que Kerr, puis Mác Comb ont obtenus dans le même cas par des méthodes statiques. Ceux d'Himsedt apparaissent donc manifestement comme entachés d'une erreur systématique.

d'indice elle-même lorsqu'on connaît la constante de Kerr du sulfure de carbone.

V

CONCLUSIONS

En résumé, nous avons réalisé une méthode nouvelle de charges instantanées qui rend possibles des investigations très complètes d'un grand nombre de phénomènes électro-optiques. Elle permet en particulier de mesurer l'action d'un champ électrique à un instant donné, variable à volonté, après sa production.

Nous avons appliqué cette méthode à la mesure du rapport des retards absolus dans deux liquides, dont l'un très mauvais isolant, et nous avons montré que *la théorie de l'orientation est vérifiée*, avec toute l'approximation que comportent les mesures, *pour des durées de charge très courtes*.

Le résultat est indépendant de la longueur d'onde.

Toutes les tentatives faites en ce sens depuis la découverte de la biréfringence électrique avaient échoué.

Nous avons mis en évidence pour la première fois, indépendamment de tout phénomène parasite, *l'électrostriction*, dont le rôle important dans la question des retards absolus a été signalé pour la première fois par Pockels.

Nous avons suivi la marche même de la modification d'indice dans des circonstances déterminées.

Nous avons *mesuré quantitativement ce phénomène*.

La méthode que nous avons indiquée est susceptible de beaucoup d'autres applications. En particulier :

De la même méthode appliquée à divers autres liquides, bons isolants, on pourra déduire, la valeur numérique de quantités utiles dans le calcul des phénomènes d'électrostriction.

La méthode permet encore d'étudier la question des retards absolus dans des liquides relativement conducteurs, et qui

n'ont pu encore être envisagés, même au point de vue de la mesure de leur constante de Kerr.

Il devient aisé, dans un autre ordre de recherches, de déterminer l'action du champ électrique sur les corps solides, isotropes et transparents, avant leur déformation par le champ, de contrôler d'autre part ou de compléter, dans les mêmes conditions, les mesures relatives aux corps cristallisés.

Une légère modification permettra de mesurer les constantes de Kerr des liquides conducteurs.

Enfin, grâce à un perfectionnement que nous développerons par la suite, nous pourrions saisir la variation de la biréfringence électrique elle-même à partir de l'instant de la production du champ.

Ces recherches ont été faites au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure.

Nous tenons à témoigner toute notre reconnaissance à M. Abraham, qui a mis à notre disposition les ressources du laboratoire et nous a souvent aidé de ses conseils. Nous adressons également nos très vifs remerciements à M. Cotton, qui a bien voulu s'intéresser de façon constante à notre travail, nous faire profiter de sa connaissance particulière de l'optique, et tenir à notre disposition un matériel de mesure et d'observation qui a grandement accru la rapidité de nos recherches.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
I. — LE PROBLÈME DES RETARDS ABSOLUS	1
Théorie de l'orientation moléculaire	2
Théorie de la modification des forces élastiques intra-atomiques	6
Difficultés du contrôle expérimental	7
II. — HISTORIQUE	10
Premières tentatives	10
Recherches d'Aeckerlein	12
Recherches plus récentes	16
III. — MÉTHODE PROPOSÉE	22
Calcul et théorie du dispositif	24
Réalisation pratique de la méthode.	32
Contrôle expérimental du dispositif	37
IV. — MESURES	46
I. — MESURES RELATIVES A LA NITROBENZINE	46
Première partie	47
Seconde partie.	55
II. — MESURES RELATIVES AU SULFURE DE CARBONE	58
1 ^o Durées de charge très courtes	60
2 ^o Durées de charge progressivement crois- santes. Apparition de l'électrostriction.	61
V. — CONCLUSIONS.	67

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 10 juillet 1920.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

F. HOUSSAY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

P. APPELL.

